



Etude de l'asymétrie de spin du faisceau à 6 GeV pour l'électroproduction d'un état résonnant Δ^+ et d'un photon sur le proton ($ep \rightarrow e\Delta^+\gamma$) avec le détecteur CLAS

B. Moreno

► To cite this version:

B. Moreno. Etude de l'asymétrie de spin du faisceau à 6 GeV pour l'électroproduction d'un état résonnant Δ^+ et d'un photon sur le proton ($ep \rightarrow e\Delta^+\gamma$) avec le détecteur CLAS. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Paris Sud - Paris XI, 2009. Français. NNT : . tel-00448212

HAL Id: tel-00448212

<https://theses.hal.science/tel-00448212>

Submitted on 18 Jan 2010

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITÉ PARIS-SUD XI
INSTITUT DE PHYSIQUE NUCLÉAIRE D'ORSAY

École doctorale : Rayonnements et environnement

THÈSE DE DOCTORAT
Discipline : Physique nucléaire

présentée par

Brahim MORENO

pour obtenir le grade de Docteur de l'Université Paris-Sud XI

ÉTUDE DE L'ASYMÉTRIE DE SPIN DU FAISCEAU À
6 GEV POUR L'ÉLECTROPRODUCTION D'UN ÉTAT
RÉSONNANT Δ^+ ET D'UN PHOTON SUR LE PROTON
($ep \rightarrow e\Delta^+\gamma$) AVEC LE DÉTECTEUR CLAS

Thèse dirigée par **Marion MACCORMICK**

Soutenue publiquement le 2 juillet 2009 devant le jury composé de

Nicole D'HOSE	Rapporteur
Latifa ELOUADRHIRI	Examineur
Frank MAAS	Examineur
Marion MACCORMICK	Directrice de thèse
Hagop SAZDJIAN	Président
Éric VOUTIER	Rapporteur

*À la fois pionnier et dans la continuité,
Le fils du Feu et de l'Eau vient de s'éveiller.
Au-delà des montagnes et par-delà la mer,
L'histoire ici narrée est dédiée à ses Pères.*

Remerciements

Avant tout je souhaite dire que ce fut un réel plaisir que de travailler ces trois dernières années à l'IPN sous la direction de Mme Dominique Guillemaud-Mueller et de M. Bernard Berthier, respectivement directeurs du laboratoire et de la division recherche.

Etre membre de la collaboration CLAS a été riche en apprentissages et en contacts humains. La travail présenté ici n'aurait pas pu être accompli sans cette grande équipe. Un merci particulier à : Harut Avakian, Volker Burkert, François-Xavier Girod, Valery Kubarovsky, Rustam Niyazov, Stepan Stepanyan et Paul Stoler pour leurs remarques et commentaires.

Je dois dire que je suis heureux d'avoir fait partie du groupe PHASE de l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay. J'y ai eu la chance de profiter de l'expérience de mes prédécesseurs dans le domaine de la physique hadronique. A ce titre je tiens à remercier tout spécialement Silvia Niccolai qui a été une intarissable source d'informations sur les aspects expérimentaux en général et qui a toujours su se montrer disponible pour répondre à mes questions. Un grand merci à Rita De Masi qui fut un contact privilégié lors de son passage dans le groupe et qui m'a été d'une grande aide au démarrage de cette étude. Je pense aussi à Michel Guidal qui a su m'ouvrir les yeux sur bien plus que la phénoménologie des GPD. Je veux aussi dire merci à l'ensemble du groupe PHASE : Louis Bimbot, Jean-Pierre Didelez, Ronald Kunne, Monique Lounay, Dominique Marchand, Saro Ong, Silvia Pisano et Jacques Van de Wiele.

J'ai une pensée spéciale pour les étudiants que j'ai pu cotoyer durant ma thèse : Marouan El Yakoubi, Ahmed Fradi, Hyon-Suk Jo, Magdalena Malek et Emilie Morinière. Je souhaite un bon courage à Jérôme Boucher, Piotr Konczykowski et à Tinting Liu pour leur thèse.

Les lignes qui suivent s'adressent tout particulièrement à Marion MacCormick qui accepta, un mois de juillet il y a de ça trois ans, de me prendre pour disciple. J'ai énormément apprécié de travailler avec vous et en particulier les nombreuses discussions scientifiques ou non que nous avons pu avoir. Je pense pouvoir dire que nous partageons la même vision de la Science et vous êtes pour beaucoup dans l'accomplissement de ce travail. Vous avez été un guide lors de mes premiers pas en recherche fondamentale et vous êtes restée un modèle. Je ne saurais pouvoir vous rendre ici un hommage à la hauteur de ce que vous m'avez donné. Mais sachez que si les mots me font défaut le cœur y est.

Aussi, je suis infiniment reconnaissant envers Nicole d'Hose et Eric Voutier qui ont accepté tous deux d'être rapporteurs de ce travail. Je vous remercie de votre investissement sans faille et de vos remarques qui n'ont rendu que meilleure ma compréhension de notre physique et ont fait de ce manuscrit ce qu'il est. Ce fut un honneur de compter des physiciens tels que vous parmi les membres de mon jury. Honneur

que je partage également pour la présence dans ce même jury de Latifa Elouadrhiri et de Frank Maas. Vous faites partie de ces physiciens inestimables à la communauté. Un jury sans Président n'ayant pas lieu d'être, je témoigne ici de ma gratitude envers Hagop Sazdjian pour m'avoir honoré de sa présence au jury à ce poste et pour l'intérêt particulier qu'il a porté à ce travail.

Cette thèse clos une partie importante de ma formation et je suis heureux de rejoindre maintenant le groupe CLAS du SHPhN au CEA pour, j'en suis sûr, une collaboration fructueuse. J'ai plus que hâte de travailler avec Jacques Ball, Hervé Moutarde, Sébastien Procureur, Franck Sabatié, et Michel Garçon chef du SPhN. Merci de la confiance que vous m'avez accordée.

Bien sûr je ne peux pas oublier mes premiers collaborateurs scientifiques et aussi amis, Germain et Boris, avec qui j'ai publié mon premier article sur la théorie de l'infiniment lent dans la revue *A. PRL* (acronyme pour Arago Physics Review Letter) alors que nous faisons partie du trinôme légendaire. Vous avez été, avec Cécile bien sûr, les meilleurs amis que j'ai eu. N'oubliez surtout pas que si ça ne va pas, c'est la résistance interne du générateur. Puis à Orsay, j'ai fait la connaissance de Frédéric qui est devenu lui aussi un de mes meilleurs amis et avec qui j'ai appris qu'il faut toujours brancher la masse en premier. A Boris et Frédéric, je souhaite également bonne chance pour leur thèse.

J'ai une pensée spéciale pour mes grand-mères. Je souhaite témoigner ici de l'amour que je vous porte et vous remercie pour tout ce que vous avez fait pour moi. Brahim (Benyahia, Isidore) Moreno, du "vous" vous avez permis le "je". Dans les deux vous avez maintenant atteint les cieux. De votre hauteur, j'espère que vous voyez briller le huitième et le quatorzième de votre être. Voici un ultime hommage de la part de ce qui grâce à vous a pu être.

Des grands moments partagés avec mes frères et sœurs je vais maintenant témoigner. Encore un M.K. pour finir la journée, Malik et Adel ont aussi cette fois-ci joué avec Donkey. Siegfried dans mes mains à Soul Calibur, Myriam alias Kilik me bat à plate couture. Instinct de survie, le Golden gun est la proie de toutes les envies. Pour le trouver, le re-spawn à côté est tout à fait indiqué. Mais encore faut-il faire attention à ce qui pourrait se trouver à proximité. Another day in Paradise City, un virage serré bien négocié est la condition sine qua non pour l'obtention de la place de premier à l'arrivée. Yoton et Suiton ne sauraient altérer la Légende de la tornade. Adel est d'accord, l'alliance des Kage no bushin au Senjustu la rendent inébranlable. Chant, guitare, basse et batterie, Enter Sandman résonne toujours dans nos esprits. Rollers ou skate-board aux pieds, les rues n'ont plus que quelques rares secrets. Yens en poche, n'oubliez pas pour finir que le Jump sera bientôt à nous.

Il est des vérités que les mots ne suffisent pas à retranscrire. La fierté et la reconnaissance que j'éprouve à l'égard de mes parents en font partie. Comment rendre à leur juste valeur les sacrifices accomplis pour que ma plume écrivent ces quelques pages ? C'est tout simplement impossible. Peut-être devrais-je commencer par vous remer-

cier de votre attention et de votre confiance ? Peut-être devrais-je vous remercier de m'avoir toujours encourager à voir au-delà des évidences ? Peut-être devrais-je vous remercier de m'avoir fait comprendre très tôt la force du savoir ? Peut-être devrais-je vous remercier de m'avoir appris que nul ne doit se laisser choir ? Vous avez fait tout votre possible pour me guider vers cet instant précis, c'est pourquoi, cette thèse, je vous la dédie.

Une petite charade pour terminer. Les premières du dixième assemblées en sont la clé. Cependant celle-ci n'ouvrira la porte qu'aux initiés. La réponse trouvée vous saurez que L'enfer de Dante a été par quatre fois visité.

Enfin, à ceux qui sont allés au bout de cette préface et qui s'apprêtent à entamer leur périple vers le delta de l'Ebre de la physique hadronique, je leur souhaite de tout cœur un bon voyage.

Table des matières

Introduction	1
I Intérêts physiques	3
1 Premières descriptions du nucléon	5
1.1 Diffusion élastique et notion de facteurs de forme	5
1.2 Diffusion profondément inélastique et distributions de partons	7
1.2.1 Forme générale de la section efficace inélastique	8
1.2.2 Le modèle des partons	10
2 Introduction aux distributions généralisées de partons (GPD)	14
2.1 Définition	14
2.2 Limites connues	16
2.3 Espace du paramètre d'impact	17
2.4 Décomposition du spin du nucléon	18
2.5 Accès expérimental	19
2.5.1 Electroproduction d'un photon réel	20
3 Distributions généralisées de partons de transition N-Δ	25
3.1 Définition	25
3.2 Limites des GPD de transition N- Δ	26
3.3 Electroproduction d'un photon réel et d'un état résonnant Δ^+	27
3.4 Asymétrie de spin du faisceau pour l'électroproduction d'un photon réel et d'un état résonnant Δ^+	28
II L'expérience e1-dvcs	31
4 Dispositif expérimental	32
4.1 Le laboratoire TJNAF et l'accélérateur CEBAF	32
4.1.1 Injection	33

4.1.2	Transport et accélération	34
4.1.3	Distribution du faisceau dans les aires expérimentales	35
4.2	Appareillage de l'aire expérimentale B : le spectromètre CLAS	35
4.2.1	Le champ magnétique toroïdal	36
4.2.2	Les chambres à dérive	38
4.2.3	Les détecteurs Čerenkov	39
4.2.4	La mesure de temps de vol par les scintillateurs	41
4.2.5	Les calorimètres électromagnétiques	42
4.2.6	Un nouveau calorimètre : le calorimètre interne	44
5	Prise de données	48
5.1	Conditions et déroulement de l'expérience	48
5.2	Etalonnage	49
5.2.1	Les chambres à dérive	50
5.2.2	Scintillateurs de temps de vol	51
5.2.3	Signal RF	53
5.2.4	Compteurs Čerenkov	54
5.2.5	Calorimètres électromagnétiques	55
5.2.6	Calorimètre interne	56
III	Analyse de données	58
6	Identification des particules	61
6.1	Identification de l'électron diffusé	61
6.2	Identification des particules de charge $+e$	67
6.3	Identification des particules neutres	71
6.3.1	Cas du calorimètre interne IC	71
6.3.2	Cas des calorimètres EC	72
7	Analyse du canal $ep \rightarrow ep\pi^0\gamma$ dans la région du Δ^+	75
7.1	Reconstruction du pion neutre	76
7.1.1	Approche systématique	76
7.1.2	Espace de phase de la réaction $ep \rightarrow e\Delta^+\gamma$ dans le canal de décroissance $\Delta^+ \rightarrow p\pi^0$	78
7.2	Identification des événements $ep \rightarrow ep\pi^0\gamma X$	80
7.2.1	Détermination des coupures de sélection	80
7.2.2	Traitement de la contamination induite par l'électroproduction du méson ω	88
7.2.3	Soustraction du bruit de fond combinatoire	88
7.2.4	Espace de phase des événements $ep \rightarrow ep\pi^0\gamma X$	94

7.2.5	Asymétrie de spin du faisceau des événements $ep \rightarrow ep\pi^0\gamma X$ dans la région du Δ^+	95
7.3	Identification des événements $ep \rightarrow ep\pi^0\gamma$	96
7.3.1	Asymétrie de spin du faisceau des événements $ep \rightarrow ep\pi^0\gamma$ dans la région du Δ^+	100
7.4	Incertitudes de mesure	101
7.4.1	Incertitudes statistiques	101
7.4.2	Incertitudes systématiques	102
8	Analyse du bruit de fond $ep \rightarrow ep\pi^0\pi^0$	104
8.1	Reconstructions des paires $\pi^0\pi^0$	104
8.2	Identification des événements $ep \rightarrow ep\pi^0\pi^0$	108
8.2.1	Sélection des événements	108
8.2.2	Contributions de l'électroproduction de mésons η	108
8.2.3	Application des critères de sélection : résultats	110
8.2.4	Discussion sur la performance de l'algorithme de reconstruction des π^0	112
8.2.5	Identification des pions neutres	115
8.3	Validité du modèle Monte-Carlo pour le générateur d'événements . .	115
8.4	Résultats	117
9	Analyse du canal $ep \rightarrow en\pi^+\gamma$ dans la région des résonances	119
9.1	Identification des événements $ep \rightarrow en\pi^+\gamma X$	120
9.1.1	Détermination des coupures de sélection : méthode Monte-Carlo	120
9.1.2	Espace de phase des événements $ep \rightarrow en\pi^+\gamma X$	124
9.1.3	Asymétrie de spin du faisceau des événements $ep \rightarrow en\pi^+\gamma X$ dans la région des résonances	124
9.2	Identification des événements $ep \rightarrow en\pi^+\gamma$	126
9.3	Asymétrie de spin du faisceau des événements $ep \rightarrow en\pi^+\gamma$ dans la région des résonances	130
9.4	Incertitudes de mesure	131
9.4.1	Incertitudes statistiques	131
9.4.2	Incertitudes systématiques	131
10	Analyse du bruit de fond $ep \rightarrow en\pi^+\pi^0$	133
10.1	Identification des événements $ep \rightarrow en\pi^+\pi^0$	133
10.1.1	Sélection cinématique	133
10.1.2	Identification du π^0	134
10.2	Validité du modèle Monte-Carlo pour le générateur d'événements . .	137
10.3	Résultats	137

IV Résultats : asymétrie de spin du faisceau pour les réactions $ep \rightarrow eN\pi\gamma$ dans la région du Δ^+	141
Résumé et Conclusion	146
Annexes	148
A Compléments sur les motivations physiques	148
A.1 Section efficace élastique électron-nucléon	148
A.2 Section efficace de diffusion profondément inélastique	149
A.3 Amplitudes des processus DVCS et Bethe-Heitler	150
A.3.1 Le processus DVCS	150
A.3.2 Le processus Bethe-Heitler	151
A.4 Asymétrie de spin du faisceau pour la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$ dans le régime de Bjorken	152
A.4.1 Calcul de l'asymétrie de spin du faisceau de la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$ sur une cible non polarisée	152
A.4.2 Expression des harmoniques de Fourier dans le cas d'une cible non polarisée	154
B Compléments sur l'analyse du canal $ep \rightarrow ep\pi^0\gamma$	156

Introduction

L'étude des hadrons a recours à un usage extensif de la sonde électromagnétique : le photon qui peut être réel ou virtuel. Les photons virtuels se distinguent par une masse de carré non nul et négatif. Ils sont obtenus par rayonnement d'un lepton, électron ou muon par exemple, et constituent donc un faisceau secondaire. Le principal avantage lié à l'utilisation de cette sonde est la grande précision avec laquelle l'interaction électromagnétique est décrite. Par exemple, le moment magnétique de l'électron est prédit avec une précision de l'ordre de 10^{-10} , celui du muon avec une précision de 10^{-8} . Ceci est la conséquence directe de la faible valeur de la constante de couplage de l'interaction électromagnétique, $\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \approx \frac{1}{137}$, qui permet d'effectuer des calculs perturbatifs. Aussi, le photon peut être considéré comme un objet ponctuel constituant de fait l'outil le plus fin pour étudier le nucléon. Ainsi si observation d'effets de structure il y a, cela ne peut être imputé qu'à l'objet cible.

Nos connaissances sur la structure interne des hadrons proviennent essentiellement de la diffusion lepton-hadron avec : la diffusion élastique, dont les expériences ont débutées dans les années 50, et la diffusion profondément inélastique, étudiée depuis la fin des années 60. Alors que la diffusion élastique a permis l'accès aux distributions spatiales de charge et de courant dans le nucléon avec la mesure des facteurs de forme [1], la diffusion profondément inélastique a, quant à elle, apporté quantité d'informations sur la distribution en fraction de moment longitudinal et en spin des partons avec la mesure des distributions de partons [1]. Cependant, l'utilisation seule de ces deux types de diffusion ne permet pas une description multi-dimensionnelle exhaustive des hadrons. En particulier, toute l'information spatiale reste inaccessible lors des expériences de diffusion profondément inélastique.

L'introduction des distributions généralisées de partons (GPD) [2], intervenant dans la description de processus profondément virtuels exclusifs, étend le concept de facteurs de forme et de distributions de partons. En effet, ces dernières ne sont que les limites des GPD à petit angle. Par exemple, les facteurs de forme ne sont que le premier moment des GPD. Aussi, les GPD contiennent beaucoup plus d'information que les fonctions de description usuelles des hadrons. Le second moment des GPD est ainsi lié à la fraction du spin du nucléon porté séparément par les quarks et les gluons. Les GPD peuvent être étendues à des états baryoniques finaux plus généraux

comme le Δ^+ , le premier état résonant du nucléon ; le terme de GPD de transition, ou encore de GPD N- Δ dans le cas particulier de la transition entre le nucléon et un état résonnant Δ , est employé pour dénommer ce type de distributions généralisées de partons.

Alors que les GPD ont fait et font, d'un point de vue expérimental, l'objet d'un certain nombre d'études [3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11], les GPD de transition n'ont pas encore suscité le même intérêt auprès de la communauté scientifique. L'étude présentée ici constitue une première expérimentale. Il s'agit, sur la base de données prises avec le détecteur CLAS au Jefferson Lab, d'étudier l'asymétrie de spin du faisceau de la réaction $ep \rightarrow e\Delta^+\gamma$ d'électroproduction d'un photon et d'un état résonnant Δ^+ sur le proton. La description en terme de GPD N- Δ de cette réaction s'appuie sur le processus Δ VCS, le processus le plus simple faisant intervenir ce nouveau type de distributions généralisées de partons. Les motivations physiques pour l'étude de l'électroproduction d'un photon et d'un état résonnant Δ^+ sur le proton sont détaillées dans la première partie de ce document. En particulier, une description des distributions généralisées de partons sert de base d'introduction aux GPD de transition. L'expérience sur laquelle est basée cette étude est ensuite décrite avec la présentation des appareillages et la description de la prise de données. Puis les différentes étapes de l'analyse sont décrites ainsi que les résultats obtenus. La dernière partie voit la comparaison des résultats à un modèle théorique ainsi que l'interprétation desdits résultats.

Première partie
Intérêts physiques

Cette première partie est divisée naturellement en trois chapitres. Tout d'abord, les concepts de facteurs de forme et de distributions de partons sont exposés avec respectivement les notions de diffusion élastique et profondément inélastique. Ces concepts permettent d'aborder avec plus de compréhension les distributions généralisées de partons qui sont introduites par la suite avec, pour illustration, la présentation de la diffusion Compton profondément virtuelle. Ce deuxième chapitre est un préambule au dernier où sont décrits les distributions généralisées de partons de transition ainsi que le processus Δ VCS, l'élément central de ce manuscrit.

Chapitre 1

Premières descriptions du nucléon

1.1 Diffusion élastique et notion de facteurs de forme

Les premières expériences de diffusion élastique électron-nucléon ($eN \rightarrow e'N'$) ont été conduites dans les années 50 à Stanford par Hofstadter *et al.* [12] [13]. La figure 1.1 montre le diagramme correspondant dans l'approximation de l'échange d'un seul photon entre un lepton e et un nucléon N .

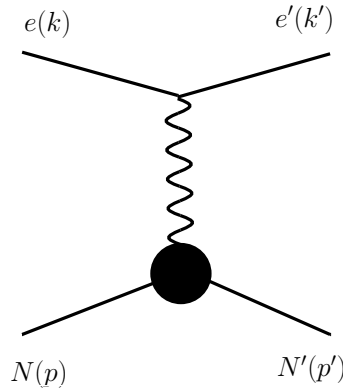


FIG. 1.1 – Diagramme de Feynman pour la diffusion élastique d'un électron sur le nucléon dans l'approximation de l'échange d'un seul photon. Les leptons incident et diffusé sont notés e et e' . Les nucléons cible et de recul sont notés N et N' . Les quadri-vecteurs k , k' , p et p' sont respectivement ceux des leptons incident et diffusé, des nucléons cible et de recul.

La section efficace est de la forme :

$$d\sigma \sim L^{\mu\nu} T_{\mu\nu} \quad (1.1)$$

où $L^{\mu\nu}$ est le tenseur leptonique décrivant la diffusion de l'électron et l'émission du photon. Il est exactement calculable en électrodynamique quantique et vaut dans l'approximation de l'échange d'un seul photon :

$$L^{\mu\nu} = 2[k^\mu k'^\nu + k^\nu k'^\mu - (kk' - m^2)g^{\mu\nu}] \quad (1.2)$$

où k et k' sont respectivement les quadri-vecteurs de l'électron incident et diffusé, $g^{\mu\nu}$ est le tenseur métrique et m la masse de l'électron.

Le courant nucléonique fait intervenir, entre autres, la matrice Γ_μ qui encode l'information sur le nucléon. L'exemple du proton est pris dans la suite. Dans l'hypothèse la plus réaliste d'un nucléon étendu, un choix possible pour la matrice Γ_μ est donné, après des considérations de symétrie, par l'équation 1.3. Le détail de ce choix est explicité en annexe de ce document en page 148.

$$\Gamma^\mu = \gamma^\mu F_1(-Q^2) + i\sigma^{\mu\nu} q_\nu \frac{\kappa}{2M} F_2(-Q^2) \quad (1.3)$$

où q est le quadri-vecteur du photon d'échange, κ le moment magnétique anormal du nucléon et M la masse du nucléon. Les matrices γ_μ sont les matrices de Dirac et les tenseurs $\sigma^{\mu\nu}$ sont les commutateurs définis par $\sigma^{\mu\nu} = \frac{i}{2}[\gamma^\mu, \gamma^\nu]$.

Ainsi, du point de vue de la diffusion élastique d'électrons, le nucléon est décrit par deux facteurs de forme : F_1 et F_2 [14]. Ces derniers sont dénommés respectivement facteur de forme de Dirac et de Pauli. Ceux-ci dépendent de la seule variable disponible pour décrire la réaction, la virtualité Q^2 du photon échangé définie par :

$$Q^2 = -(k - k')^2 \quad (1.4)$$

La contraction du tenseur hadronique, dont l'expression en fonction de la matrice Γ_μ est donnée par,

$$T^{\mu\nu} = \frac{1}{2} \text{Tr} \left((\not{p}' + M) \Gamma^\mu (\not{p} + M) \Gamma^\nu \right) \quad \text{avec } \not{p} = \gamma_\nu p^\nu \quad (1.5)$$

avec le tenseur leptonique permet d'exprimer la section efficace élastique électron-proton dans le référentiel du laboratoire, $\frac{d\sigma}{d\Omega}|_{lab}$, comme

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}|_{lab} = \frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}} \frac{E'}{E} \cos^2 \frac{\theta}{2} \left[(F_1^2 + \frac{\kappa^2 Q^2}{4M^2} F_2^2) + \frac{Q^2}{2M^2} (F_1 + \kappa F_2)^2 \tan^2 \frac{\theta}{2} \right] \quad (1.6)$$

où α est la constante de structure fine et θ l'angle de diffusion de l'électron ; E et E' sont respectivement les énergies des électrons incident et diffusé. Les variables θ , E et E' sont définies dans le référentiel du laboratoire. Dans la limite d'un nucléon ponctuel, le moment magnétique anormal κ et le facteur de forme de Dirac $F_1(-Q^2)$

serait respectivement nul et égal à un et l'équation 1.6 se réduirait à la section efficace de diffusion élastique sur une cible ponctuelle $\frac{d\sigma}{d\Omega}\big|_{pt}$ dont l'expression est donnée par :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}\big|_{pt} = \frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}} \frac{E'}{E} \left[\cos^2 \frac{\theta}{2} + \frac{Q^2}{2M^2} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right]. \quad (1.7)$$

La section efficace élastique électron-proton $\frac{d\sigma}{d\Omega}\big|_{lab}$ peut donc s'exprimer comme la section efficace de diffusion élastique sur une cible ponctuelle $\frac{d\sigma}{d\Omega}\big|_{pt}$ pondérée par des effets de volume. Ces derniers traduisent la contribution des effets d'extension spatiale des champs électrique et magnétique du proton à la section efficace. La présence de deux termes dans la section efficace $ep \rightarrow ep$ à cible ponctuelle ainsi que la nécessité de deux facteurs de forme pour la description du nucléon étendu sont une conséquence du spin 1/2 du nucléon.

En pratique un autre couple de facteurs de forme est souvent utilisé : G_E et G_M , respectivement le facteur de forme électrique et magnétique du nucléon. Ceux-ci sont directement reliés aux facteurs de forme de Pauli et de Dirac via les relations :

$$G_E = F_1 - \frac{\kappa Q^2}{4M^2} F_2 \quad (1.8)$$

$$G_M = F_1 + \kappa F_2 \quad (1.9)$$

Les facteurs de forme G_E et G_M sont paramétrés dans l'approximation dipolaire par :

$$G_E^p = (1 + \kappa_p)^{-1} G_M^p = \kappa_n^{-1} G_M^n = \left(1 + \frac{Q^2}{0.71} \right)^{-2}, \quad G_E^n = 0 \quad (1.10)$$

où G_E^p , G_E^n , G_M^p , G_M^n sont respectivement les facteurs de forme électrique et magnétique du proton et du neutron. La distribution spatiale de la charge du proton ρ est supposée simplement exponentielle $\rho = \rho_0 e^{-r/r_0}$ où r_0 est l'échelle du rayon du proton. Les facteurs de forme encodent l'information sur le nucléon, G_E et G_M sont en effet reliés aux distributions de charge et de moment magnétique et donnent une image statique du nucléon. Celui-ci est un objet étendu de charge et de courant dont la première estimation concernant son rayon, 0.7 fm, a été obtenue pour le proton par McAllister et Hofstadter en 1956 [14].

1.2 Diffusion profondément inélastique et distributions de partons

C'est à la fin des années 60 que les premières expériences de diffusion profondément inélastique (ou DIS pour *Deep Inelastic Scattering*) ont eu lieu. Plus précisément elles ont été conduites entre les années 1967 et 1975 par R. Taylor, H. Kendall et

J. Friedman. Les résultats obtenus [15][16] ont été au centre de la découverte du support de la structure interne du nucléon et plus généralement de la base élémentaire de la matière connue à ce jour : les partons (quarks et gluons).

Dans un premier temps, la diffusion profondément inélastique est décrite avec la présentation de la cinématique et de la section efficace associées. Puis le modèle des partons, sur lequel se base l'interprétation des données relatives à la diffusion profondément inélastique, est introduit.

1.2.1 Forme générale de la section efficace inélastique

Cinématique

La diffusion profondément inélastique d'un électron sur le nucléon ($eN \rightarrow e'X$) est illustrée par le diagramme de Feynman de la figure 1.2. Cette réaction est dite inclusive car l'état hadronique final reste non déterminé, l'électron diffusé étant la seule particule observée.

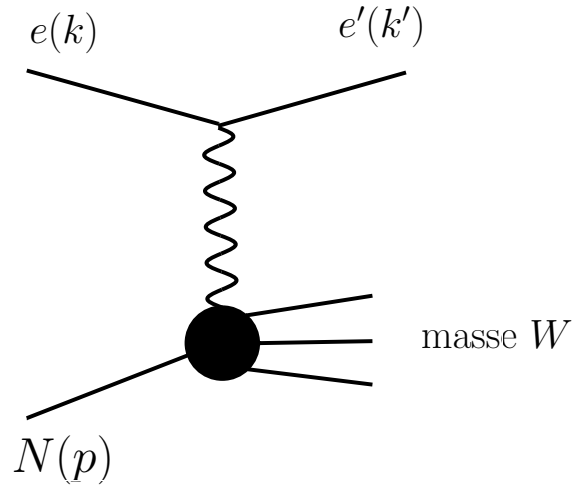


FIG. 1.2 – Diagramme de Feynman pour la diffusion profondément inélastique d'un électron sur le nucléon dans l'approximation de l'échange d'un seul photon. Les leptons incident et diffusé sont notés e et e' . Le nucléon cible est noté N . Les quadri-vecteurs k , k' et p sont respectivement ceux des leptons incident et diffusé et du nucléon cible. La variable W est la masse de l'état hadronique de sortie dont l'expression est donnée par l'équation 1.12.

Si les quadri-impulsions de la particule incidente et du nucléon cible sont connues alors il existe deux variables indépendantes pour décrire la réaction. La virtualité du photon échangé Q^2 , définie par l'équation 1.4, et l'énergie ν dudit photon définie

comme,

$$\nu = \frac{p \cdot q}{M} = E - E' \quad (1.11)$$

sont utilisées à cette fin. Les grandeurs p et q sont les quadri-vecteurs respectivement associés au nucléon cible et au photon virtuel. La grandeur M est la masse du nucléon. L'énergie ν du photon d'échange dans le laboratoire est liée à la masse hadronique W par :

$$2M\nu = Q^2 + W^2 - M^2 \quad (1.12)$$

Section efficace

Dans la mesure où l'état hadronique final n'est pas connu, il est impossible dans le cas présent de définir un courant hadronique précis. Néanmoins, la section efficace reste de la forme :

$$d\sigma \sim L^{\mu\nu} T_{\mu\nu} \quad (1.13)$$

où $L^{\mu\nu}$ est le tenseur leptonique, dans l'approximation de l'échange d'un seul photon, défini par l'équation 1.2. La notation usuelle pour le tenseur hadronique donne, après prise en considération de la conservation de la parité et du courant électromagnétique hadronique :

$$T_{\mu\nu} = -W_1 \left(g_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} \right) + \frac{W_2}{M^2} \left(p_\mu - \frac{p \cdot q}{q^2} q_\mu \right) \left(p_\nu - \frac{p \cdot q}{q^2} q_\nu \right) \quad (1.14)$$

Les fonctions $W_{1,2}(Q^2, \nu)$ sont appelées fonctions de structure du nucléon et paramétrisent sa structure interne. Plus de détails sur la définition du tenseur hadronique $T_{\mu\nu}$ sont disponibles en page 149 dans l'annexe de ce document. La contraction de $T_{\mu\nu}$ avec $L^{\mu\nu}$ permet d'obtenir pour la section efficace :

$$\frac{d\sigma}{dE' d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}} \left(W_2 \cos^2 \frac{\theta}{2} + 2W_1 \sin^2 \frac{\theta}{2} \right) \quad (1.15)$$

où α est la constante de structure fine et θ l'angle de diffusion de l'électron ; E et E' sont respectivement les énergies des électrons incident et diffusé. Les grandeurs θ , E et E' sont exprimées dans le référentiel du laboratoire. Le facteur en $(\sin^4 \frac{\theta}{2})^{-1}$ est caractéristique de la diffusion Rutherford. La section efficace de diffusion profondément inélastique est ainsi exprimée comme la section efficace élastique de diffusion par un champ coulombien pondérée par un facteur de structure. Ce dernier peut être vu, de façon naïve, comme un *facteur correctif* à apporter à la section efficace de

Rutherford pour prendre en compte les effets de structure interne du nucléon et dont l'information est contenue dans les fonctions de structure $W_{1,2}(Q^2, \nu)$.

La fin des années 60 voit la mise en évidence de l'invariance d'échelle des fonctions de structure W_i ($i \in \{1; 2\}$) [16] [17]. Ces dernières ne dépendent, à grand Q^2 et ν , que du rapport ν/Q^2 et plus exactement de $1/x_B = 2M\nu/Q^2$. Cette invariance intervient dès Q^2 de l'ordre de 1 GeV². La réduction du nombre de variables nécessaires à la description des fonctions de structure, à grand Q^2 et ν , peut être interprétée comme le signe de l'observation d'une diffusion élastique sur une *sous-partie* du nucléon. C'est l'introduction du modèle des partons, décrit ci-après, qui a permis de rendre compte de cette observation.

1.2.2 Le modèle des partons

Présentation

C'est Feynman qui, en 1969, propose le modèle des partons [18] [1]. D'un concept aisément compréhensible, il repose sur l'hypothèse d'un nucléon constitué de sous-parties chargées et ponctuelles : les partons. Dans le référentiel où le nucléon se déplace avec un moment infini, ce dernier est vu comme un ensemble de partons libres se partageant son moment P . La validité de l'hypothèse de partons libres peut paraître surfaite de prime abord mais trouve une justification : à cause de la dilation du temps, le temps d'interaction entre les partons augmente avec l'impulsion P de sorte que, lorsque cette impulsion tend vers l'infini, les interactions entre partons apparaissent figées. Ainsi, à grand Q^2 , le photon d'interaction diffuse élastiquement sur un unique parton. Le terme de diffusion incohérente sur les partons est alors utilisé.

A grand Q^2 et en sommant sur toutes les configurations de partons, les fonctions de structure W_i ($i \in \{1; 2\}$) peuvent s'exprimer comme :

$$W_i(Q^2, \nu) = \sum_j \int_0^1 W_i^{(j)}(Q^2, \nu) f_j(x) dx \quad (1.16)$$

$$W_1^{(j)}(Q^2, \nu) = e_j^2 \frac{Q^2}{4m_j^2} \delta\left(\frac{Q^2}{2m_j} - \nu\right) \quad (1.17)$$

$$W_2^{(j)}(Q^2, \nu) = e_j^2 \delta\left(\frac{Q^2}{2m_j} - \nu\right) \quad (1.18)$$

où $f_j(x)dx$ est l'amplitude de probabilité de trouver le parton j avec la fraction de moment longitudinal x . Les grandeurs m_j et e_j sont respectivement la masse et la charge du parton j . Les partons ont un spin 1/2. Après calcul, il est déduit les

expressions suivantes :

$$2MW_1(Q^2, \nu) = \sum_j e_j^2 f_j(x) = \mathcal{F}_1(x) \quad (1.19)$$

$$\nu W_2(Q^2, \nu) = \sum_j e_j^2 x f_j(x) = \mathcal{F}_2(x) \quad (1.20)$$

avec la fraction de moment longitudinal x égal à la variable de Bjorken x_B . Les fonctions W_1 et νW_2 ne dépendent plus que de x_B . Le modèle des partons rend compte de l'invariance d'échelle observée expérimentalement à grand Q^2 pour ces fonctions. Ceci est la conséquence de l'hypothèse de diffusion élastique sur les partons. En effet, il n'est besoin que d'une seule variable pour décrire complètement un tel processus. En remarquant que

$$2x\mathcal{F}_1(x) = \mathcal{F}_2(x) = \sum_j e_j^2 x f_j(x) \quad (1.21)$$

il apparaît qu'une seule fonction de structure est suffisante pour décrire le nucléon à grand Q^2 . L'équation 1.21 est appelée relation de Callan-Gross. Cette dernière est une conséquence du spin demi-entier des partons. Si leur spin avait été nul, seul \mathcal{F}_2 aurait été non nulle. La mesure expérimentale du ratio $\frac{2x\mathcal{F}_1}{\mathcal{F}_2}$ pour $x \in [0.2; 0.9]$ a permis de valider la nature fermionique et le spin 1/2 des partons : $\frac{2x\mathcal{F}_1}{\mathcal{F}_2}$ étant égale à 1 à 10% près.

Les partons furent très vite identifiés comme les quarks de Gell-Mann [19] qui les proposa comme base de la matière pour rendre compte des symétries observées en spectroscopie hadronique (la dénomination *quark* viendrait de la phrase "Three quarks for Muster Mark" tirée de l'œuvre littéraire *Finnegans Wake* de James Joyce).

Limite

L'invariance d'échelle est violée à très grand Q^2 . Ce phénomène a été pour la première fois mis en évidence au *Stanford Linear Accelerator Center* par A. Bodek *et al.* [20]. Le modèle des partons en lui-même ne permet pas de reproduire ce phénomène. C'est l'identification des partons en quark avec une description plus complète en terme de QCD (acronyme pour Quantum ChromoDynamics, la théorie de l'interaction forte) de la diffusion profondément inélastique (prise en compte des ordres supérieurs où il y a interaction entre quarks et gluons) qui mène à la reproduction de la violation constatée. La variation en Q^2 de $f_j(x, Q^2)$ peut être représentée par l'équation intégrale DGLAP (Dokshitzer, Gribov, Lipatov, Altarelli, Parisi) :

$$\frac{df_j(x, Q^2)}{d(\log Q^2)} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} f_j(y, Q^2) P_{qq}\left(\frac{x}{y}\right) \quad (1.22)$$

où α_s est la constante de couplage de l'interaction forte et $P_{qq}(z)$ la probabilité qu'un quark voit son impulsion réduite de la fraction z par émission d'un gluon. C'est l'augmentation du pouvoir de résolution de la sonde électromagnétique qui augmente la sensibilité à l'émission de gluons.

Cas d'une cible et d'un faisceau polarisés : fonctions de structure polarisées

La principale motivation pour l'introduction des fonctions de structure polarisées dans ce manuscrit est leur lien avec les distributions généralisées de partons exposé dans la section 2.2.

La polarisation du faisceau d'électrons et de la cible permet d'extraire l'information sur la polarisation des partons dans un nucléon polarisé. Dans ce cas le tenseur hadronique fait intervenir en sus de W_1 et W_2 deux nouvelles fonctions de structures $G_1(\nu, Q^2)$ et $G_2(\nu, Q^2)$ encodant l'information en spin.

Tout comme W_1 et W_2 , les fonctions G_1 et G_2 se réduisent à grand Q^2 et ν à des fonctions de la fraction de moment longitudinal x uniquement selon,

$$M^2 \nu G_1(\nu, Q^2) = g_1(x) \quad (1.23)$$

$$M \nu^2 G_2(\nu, Q^2) = g_2(x) \quad (1.24)$$

Dans le modèle des partons, $g_1(x)$ et $g_2(x)$ s'exprime comme :

$$g_1(x) = \frac{1}{2} \sum_j e_j^2 (h_j^+(x) - h_j^-(x)) \quad (1.25)$$

$$\int_0^1 g_2(x) dx = 0 \quad (1.26)$$

où les fonctions $h_j^\pm(x)$ sont la probabilité de trouver le parton j de fraction d'impulsion longitudinale x avec un spin parallèle (anti-parallèle) au spin du nucléon. L'équation 1.26 est le résultat de la conservation du moment angulaire. Les distributions de partons non polarisées et polarisées, $q(x)$ et $\Delta q(x)$ sont alors définies comme :

$$q(x) = h_j^+(x) + h_j^-(x) = f_j(x) \quad (1.27)$$

$$\Delta q(x) = h_j^+(x) - h_j^-(x) \quad (1.28)$$

L'intégration de $\Delta q(x)$ permet en outre d'obtenir la contribution intrinsèque des quarks de saveur q , notée δq , au spin du nucléon :

$$\delta q = \frac{1}{2} \int_0^1 dx [\Delta q(x) + \Delta \bar{q}(x)] \quad (1.29)$$

La somme de cette contribution sur les saveurs de quarks donne la fraction de spin du nucléon engendrée par les quarks et anti-quarks $\frac{\Delta\Sigma}{2}$ selon la notation de Jaffe et Manohar [21]. Cette contribution ne constitue qu'une partie du spin du nucléon. Ceci sera discuté plus en détails dans la section 2.4.

Chapitre 2

Introduction aux distributions généralisées de partons (GPD)

2.1 Définition

Les GPD sont des fonctions permettant de décrire des processus impliquant deux points d'espace-temps distincts et des nucléons incident et diffusé différents. Une illustration de l'opérateur associé à ces processus est donnée en figure 2.1 dans le cas des quarks. Il est aussi possible de définir des GPD de gluons. La discussion dans la suite est limitée aux seules GPD de quarks.

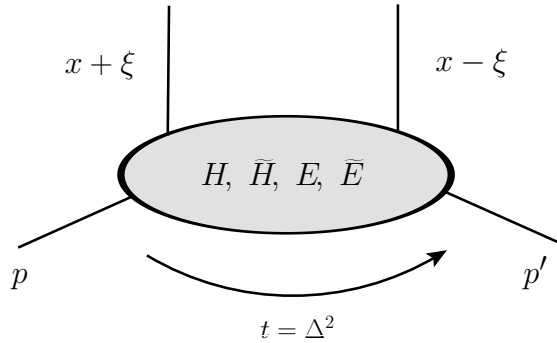


FIG. 2.1 – Illustration de l'opérateur impliquant deux points d'espace-temps distincts et des nucléons incident et diffusé différents. Les quadri-vecteurs p et p' sont respectivement les quadri-impulsions des nucléons incident et de recul. Les variables x , ξ et t sont définies en page 15.

Pour la description du nucléon, il existe quatre GPD de quarks conservant l'hélicité et propres à chacune de leur saveur ($H^q, \bar{H}^q, E^q, \bar{E}^q$). Les GPD H^q et E^q sont

qualifiées de non polarisées. Les GPD \tilde{H}^q et \tilde{E}^q sont appelées GPD polarisées¹. Les GPD sont définies via la transformée de Fourier de l'opérateur illustré par la figure 2.1 et dans le référentiel du cône de lumière [22] par :

$$\begin{aligned} \frac{P^+}{2\pi} \int dy^- e^{ixP^+y^-} \langle p' | \bar{\psi}\left(-\frac{y}{2}\right) \psi\left(+\frac{y}{2}\right) | p \rangle \Big|_{y^+=\vec{y}_\perp=0} = \\ \frac{1}{4} \left[\gamma^- \left(H^q \bar{U}(p') \gamma^+ U(p) + E^q \bar{U}(p') i\sigma^{+\alpha} \frac{\Delta_\alpha}{2M} U(p) \right) + \right. \\ \left. \gamma_5 \gamma^- \left(\tilde{H}^q \bar{U}(p') \gamma^+ U(p) + \tilde{E}^q \bar{U}(p') \gamma_5 \frac{\Delta^+}{2M} U(p) \right) \right] \end{aligned} \quad (2.1)$$

où $\bar{\psi}(-\frac{y}{2})\psi(+\frac{y}{2})$ est l'opérateur de création-annihilation de quark et U le spineur du nucléon. $P^\mu = (p + p')^\mu/2$ est la quadri-impulsion moyenne du nucléon, p et p' étant respectivement les quadri-impulsions des nucléons cible et diffusé. Les composantes \pm d'un quadri-vecteur $G = (g^0, g^1, g^2, g^3)$ sont définies comme : $g^\pm = (g^0 \pm g^3)/\sqrt{2}$.

Au premier ordre en α_S , les GPD dépendent des trois variables cinématiques x , ξ et t , cette dernière étant le carré de la norme du quadri-moment transféré entre les nucléons initial et final. Elles sont définies via :

$$k^+ = xP^+ \quad (2.2)$$

$$\Delta^+ = -2\xi P^+ \quad (2.3)$$

$$t = (p' - p)^2 = \Delta^2 \quad (2.4)$$

où k est l'impulsion du quark sondé.

Le quark sortant du nucléon porte la fraction d'impulsion $x+\xi$, celui qui y retourne l'impulsion $x - \xi$, les fractions d'impulsion étant définies par rapport à l'impulsion moyenne P du nucléon. Les (anti-) quarks sont caractérisés par une fraction d'impulsion (négative) positive. La variable x étant définie sur $[-1; 1]$ et ξ sur $[0; 1]$, deux régions peuvent être définies comme illustré par la figure 2.2. Pour $x > \xi$ ($x < -\xi$),

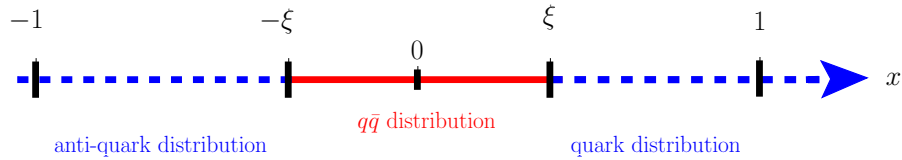


FIG. 2.2 – Illustration des différentes régions pour l'interprétation des GPD en fonction de la fraction de moment longitudinal x .

les deux partons sont des quarks (antiquarks) et les GPD sont une généralisation

¹Les raisons motivant ce choix de terminologie sont données dans la section 2.2.

des distributions de partons vues dans la section 1.2.2. Pour $-\xi < x < \xi$, les deux partons ont des fractions de moment de signe opposé. Les GPD décrivent dans cette région la séparation d'une paire $q\bar{q}$ du nucléon. Elles peuvent être interprétées comme l'amplitude de probabilité de *casser* le nucléon en un autre nucléon et une paire quark-anti-quark. Les GPD sont susceptibles d'apporter de nouvelles informations sur la distributions des paires $q\bar{q}$ dans le nucléon. C'est pourquoi dans cette région, les GPD sont souvent modélisées à partir de distributions d'amplitude de mésons.

2.2 Limites connues

Il est possible, sous certaines conditions présentées dans la suite, de relier les GPD aux distributions de partons et aux facteurs de forme du nucléon. Ces relations sont indépendantes de tout modèle.

Les facteurs de forme

Le premier moment des GPD est lié aux facteurs de forme du nucléon. Dans le cas du proton, les relations sont les suivantes

$$F_1(t) = \sum_q e_q \int_{-1}^1 dx H^q(x, \xi, t) \quad F_2(t) = \sum_q e_q \int_{-1}^1 dx E^q(x, \xi, t) \quad (2.5)$$

$$G_A(t) = \sum_q e_q \int_{-1}^1 dx \tilde{H}^q(x, \xi, t) \quad G_P(t) = \sum_q e_q \int_{-1}^1 dx \tilde{E}^q(x, \xi, t) \quad (2.6)$$

où e_q est la charge électrique du quark de saveur q . Les grandeurs G_A et G_P sont les facteurs de forme axial et pseudo-scalaire. Il a été mentionné lors de la description de la diffusion élastique ep que les facteurs de forme du nucléon encodent l'information spatiale sur ce dernier et en donnent une image statique. Or les variables x et ξ sont des fractions d'impulsion longitudinale qui sous-entendent donc une description dynamique du nucléon. L'intégration sur la variable x pour retrouver les facteurs de forme est donc une simple traduction du fait que, contrairement aux GPD, les facteurs de forme sont intégrés sur les effets de moments longitudinaux dans le nucléon.

Les distributions de partons

L'utilisation du théorème optique, reliant la section efficace de diffusion profondément inélastique à la partie imaginaire de son amplitude aux angles avants (figure 2.3) permet d'écrire à $\xi = 0$ et $t = 0$:

$$H^q(x, 0, 0) = q(x) \quad (2.7)$$

$$\tilde{H}^q(x, 0, 0) = \Delta q(x) . \quad (2.8)$$

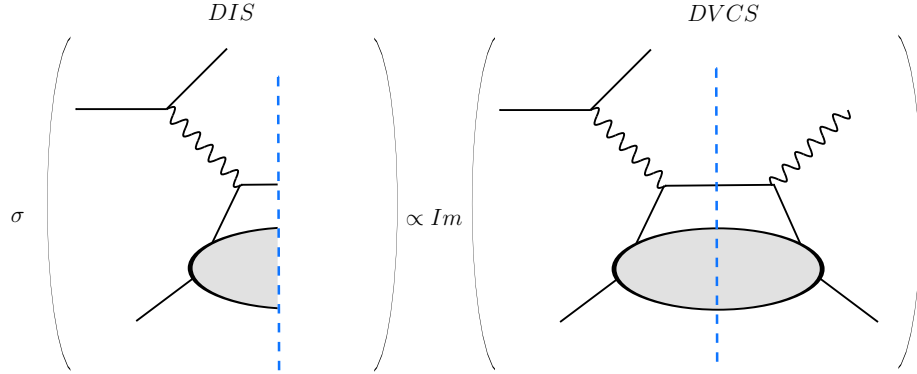


FIG. 2.3 – Illustration du théorème optique faisant le lien entre la section efficace de diffusion profondément inélastique (DIS) et la partie imaginaire de son amplitude aux angles avants.

Il n'existe pas de relation équivalente pour les GPD E et \tilde{E} . En effet, il apparaît, dans la définition de ces fonctions par l'équation 2.1, un facteur multiplicatif proportionnel au moment transféré Δ qui supprime la contribution de ces fonctions dans la limite des faibles transferts de moment. Ainsi l'usage du théorème optique ne permet pas l'extraction de l'information résidant dans ces fonctions à $\xi = 0$ et $t = 0$ à partir de processus dont la section efficace fait intervenir les distributions de partons. L'unique voie d'accès à ces fonctions réside dans la mesure de processus de leptonproduction exclusifs à moment transféré fini.

Le terme de GPD polarisée et non polarisée est directement dérivé du lien présenté ici entre GPD et distributions de partons. Les GPD H et E font intervenir la somme sur les hélicités des partons et sont donc souvent qualifiées de GPD non polarisées. Les GPD \tilde{E} et \tilde{H} font elles intervenir la différence sur les hélicités des partons et alors souvent qualifiées de GPD polarisées.

2.3 Espace du paramètre d'impact

Dans la limite où $\xi = 0$ ($t = -\Delta_\perp^2$), la dépendance en t des GPD peut être, via une transformée de Fourier, exprimée en terme de distribution spatiale transverse des partons dans le nucléon [23] comme :

$$H^q(x, 0, b_\perp) = \int \frac{d^2 \Delta_\perp}{(2\pi)^2} e^{ib_\perp \Delta_\perp} H^q(x, 0, -\Delta_\perp^2) \quad (2.9)$$

Ces fonctions peuvent alors être interprétées comme l'amplitude de probabilité de trouver un quark q de fraction d'impulsion longitudinale x à la distance transverse

b_\perp du centre du nucléon. La figure 2.4 montre la corrélation entre x et b_\perp pour la GPD H^u telle que calculée dans le modèle VGG [22]. Ce type d'interprétations a

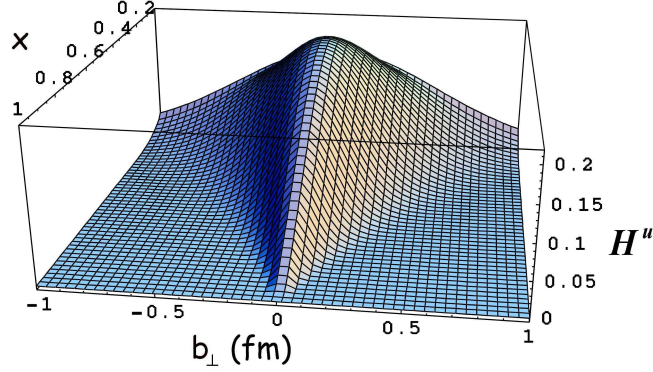


FIG. 2.4 – Image tri-dimensionnelle de la GPD H^u . La fonction H^u , obtenue par le modèle VGG [22], est tracée en fonction de x et de b_\perp .

été étendu à $\xi \neq 0$ par Diehl [24]. Dans la région des x tels que $x > \xi$ ($x < -\xi$), le paramètre d'impact b_\perp donne la position où un quark (antiquark) est extirpé et réinjecté dans le nucléon. Dans la région où $x \in [-\xi; +\xi]$, le paramètre d'impact indique l'emplacement d'une paire quark-antiquark dans le nucléon initial.

2.4 Décomposition du spin du nucléon

La décomposition du spin du nucléon sur les contributions des quarks et des gluons est une question fondamentale de la structure du nucléon qui reste, encore aujourd'hui, sans réponse complète. Une réponse à cette question pourrait être apportée par les GPD.

Le spin du nucléon est engendré par les diverses contributions de chacun de ses constituants et doit pouvoir être reconstruit à partir de celles-ci. Ainsi la projection longitudinale du spin 1/2 du nucléon s'écrit dans la décomposition de Jaffe et Manohar [21] :

$$\frac{1}{2} = \frac{\Delta\Sigma}{2} + \Delta G + L_q + L_g \quad (2.10)$$

où $\frac{\Delta\Sigma}{2}$ est la contribution du spin intrinsèque des quarks telle qu'introduite à la fin de la section 1.2.2, ΔG la contribution du spin des gluons et L_q, L_g sont respectivement les contributions des moments orbitaux des quarks et des gluons. Les fractions de spin du nucléon $\Delta\Sigma$ et ΔG ont déjà été mesurées. La contribution $\Delta\Sigma$ est mesurée à environ $\Delta\Sigma = 0.34$ [25][26]. Ainsi seule une faible partie du spin du nucléon provient

du spin intrinsèque des quarks. La contribution du spin des gluons est mesurée [26][27], avec le détecteur COMPASS, à $-0.3 < \Delta G < 0.3$. Les mesures de L_q et L_g n'ont pas encore été effectuées.

Il a cependant été montré par Ji [28] que les fractions du spin du nucléon dues aux moments angulaires totaux des quarks \mathcal{J}_q et des gluons \mathcal{J}_g peuvent être obtenues à partir des GPD selon :

$$\mathcal{J}^q = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 x dx [H^q(x, \xi, t=0) + E^q(x, \xi, t=0)] \quad (2.11)$$

$$\mathcal{J}^g = \frac{1}{2} \int_0^1 dx [H^g(x, \xi, t=0) + E^g(x, \xi, t=0)] . \quad (2.12)$$

le spin du nucléon peut alors être ré-écrit comme :

$$\frac{1}{2} = \sum_q \mathcal{J}_q + \sum_g \mathcal{J}_g . \quad (2.13)$$

Ainsi une mesure des GPD permettrait de calculer les contributions totales et respectives des quarks et des gluons au spin du nucléon.

2.5 Accès expérimental

L'accès expérimental aux GPD est obtenu en étudiant des processus d'électroproduction exclusifs sur le nucléon à grande virtualité Q^2 et faible moment transféré t avec la variable de Bjorken x_B fixée. Ces variables sont illustrées par la figure 2.5 présentant le processus DVCS acronyme pour *Deeply Virtual Compton Scattering*. Elles sont définies comme :

$$Q^2 = -(k - k')^2 = -q^2 \quad (2.14)$$

$$t = (p' - p)^2 = \Delta^2 \quad (2.15)$$

$$x_B = \frac{Q^2}{2M\nu} \quad (2.16)$$

avec k, k' respectivement la quadri-impulsion des électrons incident et diffusé et ν l'énergie du photon virtuel. Les vecteurs p et p' sont les quadri-impulsions des protons cible et diffusé. Dans la limite des grandes virtualités ($Q^2 \rightarrow \infty$), la fraction de moment longitudinal ξ est directement reliée à la variable de Bjorken x_B par : $\xi = x_B/(2 - x_B)$.

Dans ce régime a été démontré le fait que les amplitudes des processus sus-nommés peuvent être factorisées [29][30] en deux parties : une partie *dure* exactement calculable et une partie *molle* décrivant le contenu non perturbatif du nucléon. Dans un

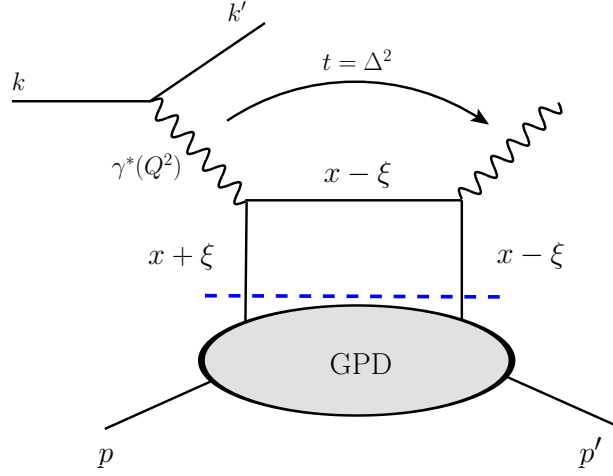


FIG. 2.5 – Diagramme direct du processus DVCS dit diagramme du "sac à main". La ligne en tirets symbolise la limite entre la partie molle, au bas du diagramme, et la partie dure, au-dessus de cette ligne, du processus de réaction.

but illustratif, la figure 2.5 montre le diagramme direct du processus DVCS dit diagramme du "sac à main". Les deux parties y sont clairement visibles : la partie haute du diagramme constitue la partie *dure* du processus où l'électron interagit avec un quark du nucléon via l'échange d'un photon virtuel, le quark sondé émet à son tour un photon réel de haute énergie et est renvoyé dans le nucléon avec une impulsion longitudinale différente ; la partie basse dite *molle* est paramétrée via les GPD. La réaction $ep \rightarrow ep\gamma$ qui fait intervenir le processus DVCS est décrite dans la section suivante. Cette description sert d'exemple introductif au processus Δ VCS, le sujet de cette thèse, les deux processus étant similaires.

2.5.1 Electroproduction d'un photon réel

L'électroproduction d'un photon réel, par le processus DVCS, constitue d'un point de vue expérimental et théorique l'outil le plus développé pour la mesure des GPD. Plusieurs expériences ont été menées sur le sujet [3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10] et la description phénoménologique associée a été poussée au-delà du premier ordre jusqu'aux GPD de twist-3². Etant donné que les GPD encodent l'information longitudinale et transverse sur la structure du nucléon, leur extraction expérimentale requiert la détermination totale de l'amplitude du processus DVCS y compris sa phase. Un des moyens connu pour mesurer la phase, pour un objet macroscopique soumis à la lumière visible, est

²Le *twist* reflète la classification des termes selon le facteur $1/Q$. Par exemple les termes de twist-3 sont supprimés par un facteur $1/Q$ par rapport aux termes de twist-2.

l'holographie. Cette dernière utilise l'interférence entre le faisceau issu de la source de lumière et celui diffracté par l'objet étudié. Ainsi le faisceau source est divisé en deux, l'un servant de référence, l'autre réfléchi sur la surface de l'objet servant de mesure. Le faisceau réfléchi, qui était en phase avec celui de référence avant réflexion sur l'objet cible, interfère avec le faisceau de référence pour former des franges d'interférences qui varient en intensité selon la différence de phase entre les deux faisceaux. Ce principe peut être appliqué à des états microscopiques en mécanique quantique. L'électroproduction d'un photon réel implique deux processus : le processus DVCS et le processus Bethe-Heitler où le photon produit est émis par l'électron incident ou diffusé. L'amplitude \mathcal{M}_{BH} du processus Bethe-Heitler fait intervenir les facteurs de forme du nucléon qui ont déjà été mesurés expérimentalement. Elle est donc complètement déterminée. Le principe de superposition des états en mécanique quantique conduit à la présence d'un terme d'interférence \mathcal{M}_{INT} en sus de l'intensité de chacune des contributions $|\mathcal{M}_{BH}|^2$ et $|\mathcal{M}_{DVCS}|^2$ qui sont indépendantes de la phase Φ . Le processus Bethe-Heitler joue donc le rôle du faisceau de référence pour la mesure du signal DVCS. Une des manières d'extraire ce terme d'interférence est de tirer parti de la différence de comportement entre les processus DVCS et Bethe-Heitler vis à vis de l'hélicité du lepton incident : l'asymétrie de spin du faisceau. Dans la suite, est décrite la section efficace de la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$. Cette section est close par la présentation de l'asymétrie de spin du faisceau correspondante.

Section efficace totale d'électroproduction d'un photon sur une cible non polarisée

L'amplitude associée à l'électroproduction d'un photon dans le domaine cinématique d'intérêt s'écrit comme la somme cohérente des amplitudes des processus DVCS et Bethe-Heitler

$$|\mathcal{M}(\lambda, s)|^2 = \sum_{\lambda', s', \Lambda} (|\mathcal{M}_{BH}|^2 + |\mathcal{M}_{DVCS}|^2 + \mathcal{M}_{INT}) \quad (2.17)$$

où λ , λ' , s , s' et Λ sont respectivement les hélicités des leptons incident et diffusé, des nucléons cible et de recul et du photon produit. Le terme $\mathcal{M}_{INT} = \mathcal{M}_{BH}^* \mathcal{M}_{DVCS} + \mathcal{M}_{BH} \mathcal{M}_{DVCS}^*$ est le terme d'interférence entre les processus DVCS et Bethe-Heitler. Une description des amplitudes \mathcal{M}_{BH} et \mathcal{M}_{DVCS} des processus DVCS et Bethe-Heitler est donnée en annexe A.3 de ce document. La section efficace de la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$ peut être exprimée comme :

$$\frac{d^4\sigma}{dQ^2 dx_B dt d\Phi} = \frac{\alpha^3 x_B y^2}{8\pi Q^4} \left(1 + \frac{4(Mx_B)^2}{Q^2} \right)^{-\frac{1}{2}} \left| \frac{\mathcal{M}}{e^3} \right|^2 \quad (2.18)$$

où y est le rapport $y = (p \cdot q)/(p \cdot k)$ et α la constante de structure fine. L'angle Φ est l'angle entre le plan leptonique défini par l'électron incident et diffusé et le plan hadronique défini par le photon produit et le proton de recul (fig. 2.6).

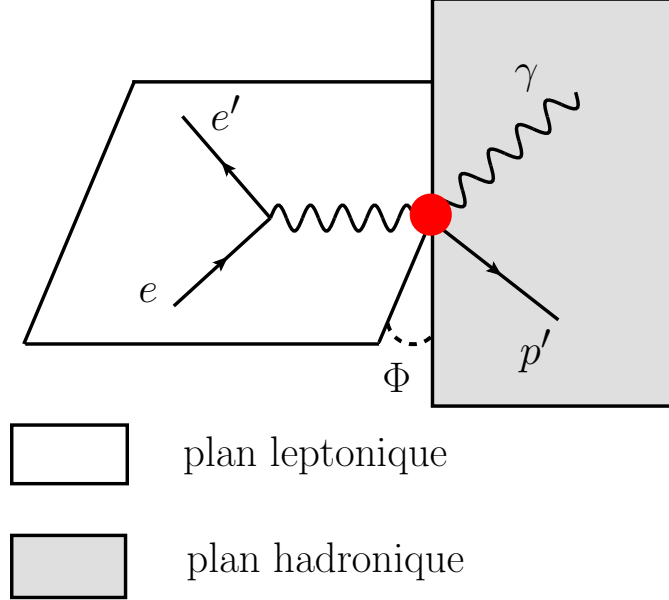


FIG. 2.6 – Définition de l'angle Φ entre les plans hadronique et leptonique. Le plan leptonique contient la trajectoire de l'électron incident, diffusé et du photon virtuel. Le plan hadronique contient la trajectoire des photons virtuel et produit ainsi que celle du proton de recul.

Asymétrie de spin du faisceau pour l'électroproduction d'un photon sur une cible non polarisée

L'asymétrie de spin du faisceau est définie comme :

$$A = \frac{d^4\sigma^\uparrow - d^4\sigma^\downarrow}{d^4\sigma^\uparrow + d^4\sigma^\downarrow} \quad (2.19)$$

où σ^\uparrow et σ^\downarrow sont respectivement la section efficace de la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$ avec un électron incident de spin parallèle ou anti-parallèle à la direction du faisceau. La section efficace de la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$ est proportionnelle au carré $|\mathcal{M}|^2$ de son amplitude. Il a été montré par Belitsky, Müller et Kirchner [33] que les termes intervenant dans l'expression du carré $|\mathcal{M}|^2$ pouvaient être décomposés en série de Fourier sur l'angle azimutal ϕ entre les plans leptonique et hadronique. Cette angle

est défini par $\phi = \pi - \Phi$ où l'angle azimutal Φ est défini par la figure 2.6. Les termes intervenant dans l'expression du carré de l'amplitude $|\mathcal{M}|^2$ s'écrivent alors :

$$|\mathcal{M}_{\mathcal{BH}}|^2 = \frac{e^6}{x_B^2 y^2 (1 + \epsilon^2)^2 \Delta^2 \mathcal{P}_1(\phi) \mathcal{P}_2(\phi)} \left[s_1^{BH} \sin \phi + \sum_{n=0}^2 c_n^{BH} \cos n\phi \right] \quad (2.20)$$

$$|\mathcal{M}_{DVCS}|^2 = \frac{e^6}{y^2 Q^2} \left[c_0^{DVCS} + \sum_{n=1}^2 (c_n^{DVCS} \cos n\phi + s_n^{DVCS} \sin n\phi) \right] \quad (2.21)$$

$$\mathcal{M}_{INT} = \frac{e^6}{x_B y^3 \Delta^2 \mathcal{P}_1(\phi) \mathcal{P}_2(\phi)} \left[c_0^{INT} + \sum_{n=1}^3 (c_n^{INT} \cos n\phi + s_n^{INT} \sin n\phi) \right] \quad (2.22)$$

avec

$$y = \frac{p \cdot q}{p \cdot k} \quad (2.23)$$

$$\epsilon \equiv 2x_B \frac{M}{Q} \quad (2.24)$$

$$Q^2 \mathcal{P}_1 \equiv (k - p_\gamma)^2 = Q^2 + 2k \cdot \Delta \quad \text{et} \quad Q^2 \mathcal{P}_2 \equiv (k - \Delta)^2 = -2k \cdot \Delta + \Delta^2 \quad (2.25)$$

$$k \cdot \Delta = -\frac{Q^2}{2y(1 + \epsilon^2)} \left[1 + 2K \cos \phi - \frac{\Delta^2}{Q^2} \left(1 - x_B(2 - y) + \frac{y\epsilon^2}{2} \right) + \frac{y\epsilon^2}{2} \right] \quad (2.26)$$

où les quadri-vecteurs p , q , k , p_γ sont associés respectivement au nucléon cible, au photon virtuel d'échange, à l'électron incident et au photon produit. Le facteur cinématique K défini par

$$K \equiv \frac{1}{2Q^2} \sqrt{-(1 - y - \frac{y^2 \epsilon^2}{4})(4x_B(1 - x_B) + \epsilon^2)(\Delta^2 - \Delta_{min}^2)(\Delta^2 - \Delta_{max}^2)} \quad (2.27)$$

fait intervenir les transferts d'impulsion Δ^2 maximal et minimal définis par

$$\Delta_{max,min}^2 = -\frac{2(1 - x_B)Q^2 + \epsilon^2 Q^2 \pm 2\sqrt{1 + \epsilon^2}(1 - x_B)Q^2}{4x_B(1 - x_B) + \epsilon^2}. \quad (2.28)$$

Le signe $+$ ($-$) correspond à Δ_{max} (Δ_{min}).

Dans l'approximation de twist-2, l'asymétrie de spin du faisceau de la réaction d'électroproduction d'un photon peut alors s'exprimer comme,

$$A = \frac{v \sin \phi}{1 + \beta \cos \phi + \delta \cos 2\phi} \quad (2.29)$$

où $v = s_1^{INT} / (\tau c_0^{BH} + \omega c_0^{DVCS} + c_0^{INT})$, $\beta = (\tau c_1^{BH} + c_1^{INT}) / (\tau c_0^{BH} + \omega c_0^{DVCS} + c_0^{INT})$ et $\delta = \tau c_2^{BH} / (\tau c_0^{BH} + \omega c_0^{DVCS} + c_0^{INT})$. Les variables τ et ω sont des facteurs cinématiques tels que

$$\tau = \frac{y}{x_B(1 + \epsilon^2)^2} \quad \text{et} \quad \omega = \frac{x_B y \Delta^2 \mathcal{P}_1(\phi) \mathcal{P}_2(\phi)}{Q^2}$$

Les coefficients de Fourier impliqués dans la définition des paramètres v , β et δ sont liés aux GPD. Leur expression ainsi que le calcul détaillé de l'asymétrie de spin du faisceau de la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$ sont données en annexe A.4 de ce document. Les mesures d'asymétrie de spin du faisceau pour l'électroproduction d'un photon effectuées avec CLAS [10] à 6 GeV ont permis, dans la limite des incertitudes statistiques, de mettre en évidence la compatibilité du paramètre δ avec zéro. Ces mêmes résultats montrent une déviation d'une pure sinusoïde lorsque le transfert d'impulsion $|t|$ augmente. C'est la dépendance en $\beta \cos \phi$ du dénominateur qui permet de rendre compte de cet effet mis en évidence par la collaboration du Hall A [8].

Chapitre 3

Distributions généralisées de partons de transition N- Δ

3.1 Définition

Les GPD de transition sont une généralisation des GPD introduites au chapitre 2 et dépendent des mêmes variables : les fractions de moment longitudinal x , ξ et t le carré du moment transféré au système hadronique. Elles permettent de décrire des processus où le hadron de l'état final est différent de celui de l'état initial. L'image 3.1 illustre l'opérateur associé à ce type processus.

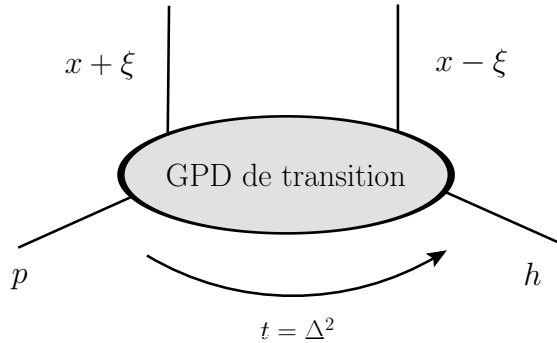


FIG. 3.1 – *Illustration de l'opérateur décrivant la transition entre un nucléon et un hadron différent. Les quadri-vecteurs p et h sont respectivement les quadri-impulsions du nucléon incident et du hadron de recul.*

Les GPD associées à la description de processus exclusifs durs impliquant la transition d'un nucléon vers un état résonnant Δ sont appelées GPD de transition N- Δ . Dans la suite le cas d'intérêt pour cette thèse est décrit à savoir celui de la transition entre le proton et son premier état excité, le Δ^+ . Les GPD associées aux autres

transitions N- Δ , par exemple les transitions d'un proton vers un état Δ^{++} ou Δ^0 , peuvent être obtenues en utilisant les facteurs d'isospin suivant :

$$GPD[p \rightarrow \Delta^{++}] = \sqrt{\frac{3}{2}} GPD[p \rightarrow \Delta^+] \quad (3.1)$$

$$GPD[p \rightarrow \Delta^0] = \sqrt{\frac{1}{2}} GPD[p \rightarrow \Delta^+] \quad (3.2)$$

Au twist-2, il existe huit GPD conservant l'hélicité [34] pour décrire la transition N- Δ : quatre de transition vecteur et quatre de transition axiale. Des considérations sur l'invariance de jauge pour le courant électromagnétique réduisent le nombre de GPD de transition vecteur à trois [34], notées : H_M , H_E et H_C . Les GPD de transition axiale sont notées : C_1 , C_2 , C_3 et C_4 . Le nombre de GPD nécessaire à la description de la transition N- Δ (sept) est à comparer au nombre de GPD introduites au chapitre 2 (quatre) pour lesquelles les nucléons final et initial sont de même nature. Ceci traduit la complexité de la structure en spin de la transition N- Δ , avec le passage d'un nucléon de spin 1/2 à un hadron de spin 3/2. D'une certaine manière, elles reflètent la superposition ou interférence des fonctions d'onde du nucléon et de la particule Δ^+ .

3.2 Limites des GPD de transition N- Δ

Tout comme les GPD du nucléon, le premier moment des GPD de transition N- Δ est lié aux facteurs de forme de transition N- Δ . Les GPD de transition vecteur sont reliées aux facteurs de forme électromagnétique de transition [35][36] par,

$$\int_{-1}^1 dx H_{M,E,C}(x, \xi, t) = 2G_{M,E,C}^*(t) \quad (3.3)$$

$$(3.4)$$

où $G_{M,E,C}^*$ sont respectivement les facteurs de forme de transition dipolaire magnétique, quadripolaire électrique et quadripolaire coulombienne. Les GPD C_1 , C_2 , C_3 , C_4 sont liées aux facteurs de forme d'Adler [36] [37] via,

$$\int_{-1}^1 dx C_1(x, \xi, t) = 2C_5^A(t) \quad (3.5)$$

$$\int_{-1}^1 dx C_2(x, \xi, t) = 2C_6^A(t) \quad (3.6)$$

$$\int_{-1}^1 dx C_3(x, \xi, t) = 2C_3^A(t) \quad (3.7)$$

$$\int_{-1}^1 dx C_4(x, \xi, t) = 2C_4^A(t) \quad (3.8)$$

3.3 Electroproduction d'un photon réel et d'un état résonnant Δ^+

L'électroproduction d'un photon réel et d'un état résonnant Δ^+ , $ep \rightarrow e\Delta^+\gamma$, est similaire à la simple électroproduction d'un photon sur le nucléon, $ep \rightarrow ep\gamma$ décrite dans la section 2.5.1. Dans la limite définie par,

$$Q^2 \rightarrow \infty, \quad x_B \text{ fixé}, \quad t_\gamma/Q^2 \rightarrow 0, \quad W^2/Q^2 \rightarrow 0 \quad (3.9)$$

l'électroproduction d'un photon réel et d'un état résonnant Δ^+ implique deux mécanismes : les processus Δ VCS, décrit plus loin dans le texte, et Bethe-Heitler où le photon produit est émis par l'électron diffusé ou incident. La grandeur x_B est la variable de Bjorken. Les variables Q^2 , W et t_γ sont définies comme :

$$Q^2 = -(k - k')^2 \quad (3.10)$$

$$2M\nu = Q^2 + W^2 - M^2 \quad (3.11)$$

$$t_\gamma = (p_\gamma - q)^2 \quad (3.12)$$

où k , k' , p_γ et q sont respectivement la quadri-impulsion de l'électron incident, de l'électron diffusé, du photon produit et du photon virtuel. La grandeur ν est l'énergie du photon virtuel.

Le processus Δ VCS

Le processus Δ VCS, dont la figure 3.2 montre les diagrammes direct et croisé, est factorisable dans la limite 3.9 et est identique au processus DVCS. La principale différence réside dans le fait que le proton de recul est excité en état Δ^+ . Aussi, alors que le DVCS est décrit par les GPD du nucléon, l'amplitude du Δ VCS fait intervenir les GPD de transition N- Δ , ces dernières étant une extension des GPD du nucléon à des états finaux baryoniques où la particule de recul est un Δ^+ .

Approximation pour la description du processus Δ VCS

La description du processus Δ VCS par Guichon, Mossé et Vanderhaeghen [34] tient compte uniquement des GPD de transition N- Δ apportant une contribution dominante à cette transition. En particulier, la comparaison des valeurs expérimentales des facteurs de forme de transition courant vecteur, à moment transféré faible et intermédiaire, les conduit à négliger H_E et H_C devant H_M . Au final, trois GPD de transition sont retenues : H_M , C_1 et C_2 .

Dans le cadre de la limite où le nombre de couleurs tend vers l'infini, qualifiée d'approximation *large* N_c [36], le processus Δ VCS peut être décrit à l'aide des GPD du nucléon. En effet, dans cette limite, le nucléon et le Δ^+ ne sont que des excitations

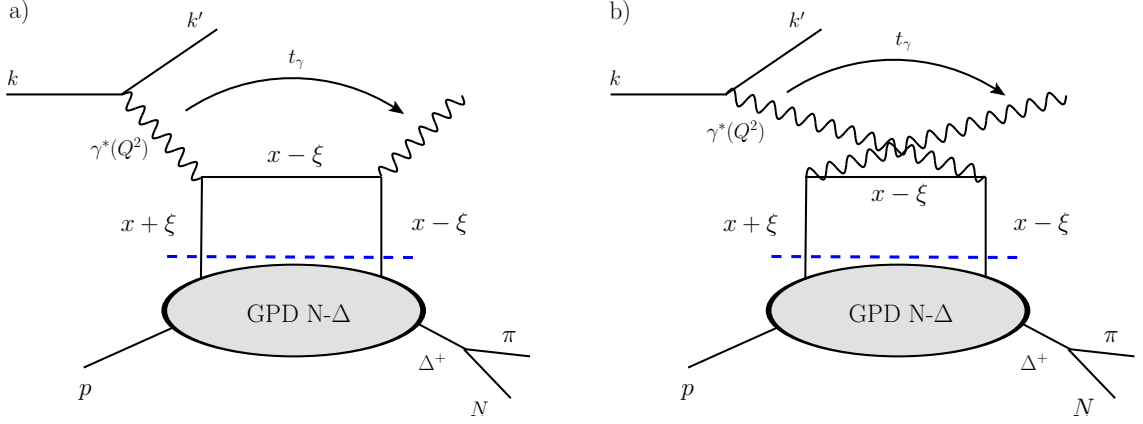


FIG. 3.2 – Diagrammes direct a) et croisé b) du processus Δ VCS.

rotationnelles du même objet ; les GPD N- Δ H_M , C_1 et C_2 sont alors reliées aux GPD isovecteurs du nucléon $E^u - E^d$, $\tilde{H}^u - \tilde{H}^d$ et $\tilde{E}^u - \tilde{E}^d$ via :

$$H_M(x, \xi, t) = \frac{2}{\sqrt{3}}[E^u(x, \xi, t) - E^d(x, \xi, t)] \quad (3.13)$$

$$C_1(x, \xi, t) = \sqrt{3}[\tilde{H}^u(x, \xi, t) - \tilde{H}^d(x, \xi, t)] \quad (3.14)$$

$$C_2(x, \xi, t) = \frac{\sqrt{3}}{4}[\tilde{E}^u(x, \xi, t) - \tilde{E}^d(x, \xi, t)] \quad (3.15)$$

La précision associée à ces prédictions est estimée de l'ordre de 30%. L'étude de ce processus présente un double intérêt : elle permettrait d'une part la compréhension des transitions N- Δ au niveau partonique et d'autre part elle serait une source d'informations complémentaire aux GPD du nucléon.

3.4 Asymétrie de spin du faisceau pour l'électroproduction d'un photon réel et d'un état résonnant Δ^+

Comme dans le cas de l'électroproduction d'un photon sur le nucléon, l'amplitude de la réaction $ep \rightarrow e\Delta^+\gamma$ fait intervenir celles des processus Bethe-Heitler et de diffusion Compton profondément virtuelle (dans le cas présent le Δ VCS). L'interférence entre ces derniers se traduit, lors de l'utilisation d'un faisceau d'électrons polarisé, par une asymétrie de section efficace $ep \rightarrow e\Delta^+\gamma$ selon l'état d'hélicité du lepton incident. La figure 3.3 présente des prédictions théoriques tirées de [34] pour

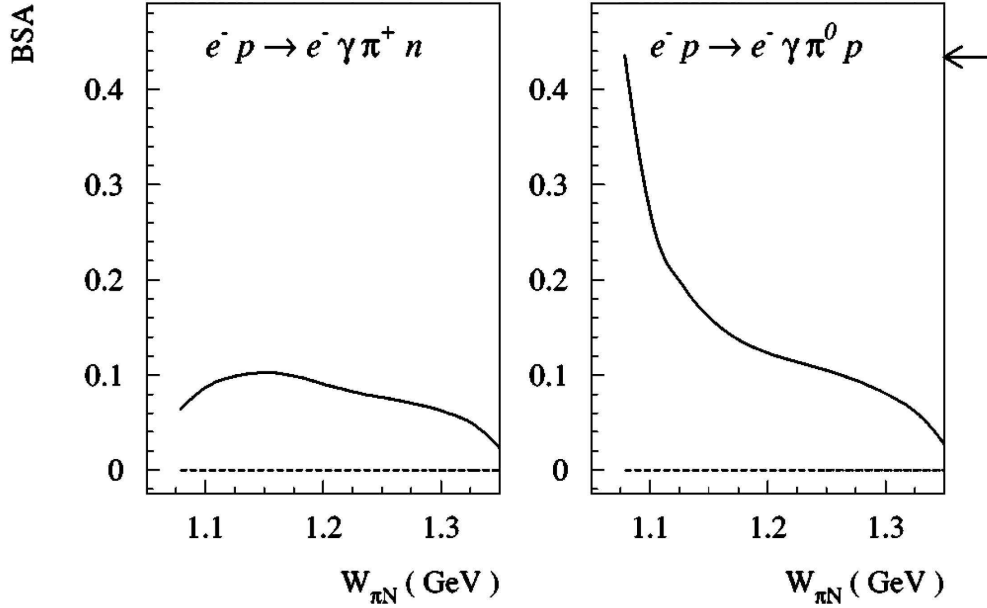


FIG. 3.3 – Prédiction pour l’asymétrie de spin du faisceau des réactions $ep \rightarrow eN\pi\gamma$ en fonction de la masse invariante $W_{\pi N}$ du système πN dans des conditions cinématiques typiquement accessibles à Jlab : $E_e = 6$ GeV, $Q^2 = 2.5$ GeV², $x_B = 0.3$, $t = -0.5$ GeV², $\Phi = 90^\circ$ [34]. La grandeur Φ est l’angle entre les plans leptonique et hadronique. La flèche indique la valeur théorique de l’asymétrie de spin du faisceau pour le processus DVCS sur le proton.

l’asymétrie de spin du faisceau des réactions $ep \rightarrow eN\pi\gamma$. En effet, outre les processus Δ VCS et Bethe-Heitler, ces calculs prennent en compte la contribution des canaux non résonnants $ep \rightarrow ep\pi^0\gamma$ et $ep \rightarrow en\pi^+\gamma$. Leur prise en compte est nécessaire pour pouvoir comparer les données expérimentales aux calculs car ces contributions non résonnantes sont, d’un point de vue expérimental, indiscernables de celles des processus Δ VCS et Bethe-Heitler. L’asymétrie est tracée en fonction de la masse invariante du système pion-nucléon $W_{\pi N}$. Les résultats des calculs présentés par la figure 3.3 couvrent le domaine en masse invariante du système pion-nucléon allant du seuil, $W_{\pi N} \simeq 1.075$ GeV, à $W_{\pi N} = 1.35$ GeV. Dans la région du Δ^+ , où la masse invariante du système pion-nucléon est de l’ordre de $W_{\pi N} = 1.232$ GeV, le modèle prédit une asymétrie de l’ordre d’une dizaine de pourcent.

La mesure de l’asymétrie de spin du faisceau pour les canaux $ep \rightarrow ep\pi^0\gamma$ et $ep \rightarrow en\pi^+\gamma$ dans la région du Δ^+ constitue le but de cette thèse. Les données expérimentales couvrent le domaine en masse invariante $W_{\pi N} \in [1.07; 1.35]$ GeV qui est identique à celui des calculs théoriques présentés ici. Cependant, d’un point de

vue expérimental, le domaine $W_{\pi N} \in [1.07; 1.35]$ GeV constitue un unique point, la statistique à disposition ne permettant pas d'obtenir un meilleur niveau de détails.

Deuxième partie

L'expérience e1-dvcs

Chapitre 4

Dispositif expérimental

4.1 Le laboratoire TJNAF et l'accélérateur CEBAF

L'expérience a été menée au *Thomas Jefferson National Accelerator Facility* aussi appelé *Jefferson Lab*. Il se situe sur la côte est des Etats-Unis et plus exactement en Virginie, dans la ville de Newport News. Fondé en 1984, ce laboratoire est géré, sous mandat du Département de l'énergie américain (Department Of Energy, DOE), par le Jefferson Science Associates (JSA) : une corporation créée par un consortium d'universités américaines appelé Southeastern Universities Research Association (SURA). Le but premier du JLab consiste en l'étude du noyau à l'échelle des quarks. Outre les 650 employés du laboratoire, environ 1200 scientifiques de part le monde utilisent les outils de recherche disponibles au Jefferson Lab pour conduire leurs expériences. L'étude de la matière nucléaire au JLab est basée sur l'utilisation extensive de l'accélérateur CEBAF, acronyme anglais pour *Continuous Electron Beam Accelerator Facility* capable de délivrer, simultanément dans les trois aires expérimentales dénommées : Hall A, Hall B et Hall C un faisceau continu d'électrons d'une énergie pouvant atteindre 6 GeV. Les premières expériences ont débuté en 1995 dans le Hall C avec une énergie de faisceau limitée. Ce n'est qu'en 1997 que l'énergie nominale de 4 GeV a été atteinte et que les trois halls ont pu bénéficier du faisceau simultanément. En 2000, l'énergie maximale du faisceau disponible dans les trois aires expérimentales a atteint 6 GeV, excédant ainsi de 50% l'énergie nominale. Les caractéristiques typiques du faisceau sont une dispersion en énergie inférieure au centième de pourcent ($\delta E/E \leq 10^{-4}$) et une taille transverse de l'ordre de la centaine de microns. Une phase d'amélioration de l'accélérateur est actuellement en cours avec pour but la production d'un faisceau d'électrons pouvant atteindre 12 GeV pour la nouvelle aire expérimentale et jusqu'à 11 GeV pour les existantes. Les premières expériences sont attendues à l'horizon de 2015.

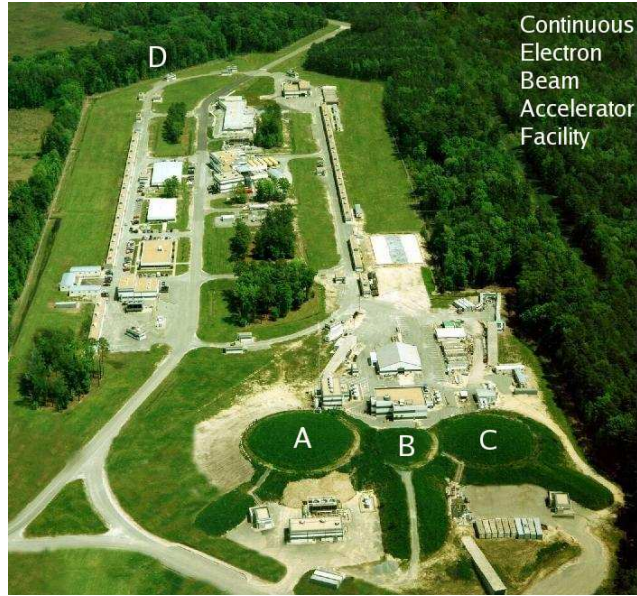


FIG. 4.1 – Vue aérienne de l'accélérateur CEBAF et des zones expérimentales. Les lettres A, B, C marquent l'emplacement des aires expérimentales actuelles de même nom. La lettre D marque l'emplacement de la future aire expérimentale dénommée d'après cette même lettre.

4.1.1 Injection

L'injecteur peut délivrer un faisceau d'électrons polarisé ou non. Le faisceau polarisé est obtenu par illumination d'un cristal semi-conducteur d'arséniure de gallium (GaAs) à l'aide d'une source de lumière polarisée circulairement. La polarisation moyenne obtenue dans cette configuration est de l'ordre de 40%. L'utilisation d'un cristal de "GaAs contraint" permet d'atteindre des polarisations supérieures à 80%, comme au cours de notre expérience. Afin de maximiser l'efficacité quantique et la durée de vie du cristal, celui-ci doit être opéré sous grand vide (10^{-11} torr), mais même dans ces conditions sa durée de vie n'excède pas la dizaine de jours.

Le faisceau est produit indépendamment pour chaque aire expérimentale : il y a trois sources de lumière laser différentes. Ceci permet d'ajuster avec précision l'intensité du faisceau délivré dans chaque zone expérimentale en faisant varier l'intensité des lasers. En effet, si les détecteurs présents dans les aires expérimentales A et C peuvent fonctionner avec des intensités allant jusqu'à $200 \mu\text{A}$, le spectromètre CLAS de l'aire expérimentale B est quant à lui limité à quelques nA. Comme décrit dans la section 4.2, le détecteur CLAS est un détecteur de grande acceptance, contrairement aux détecteurs des aires expérimentales A et C, qui de fait doit fonctionner à faible intensité et ce pour avoir des taux d'occupation garantissant son bon fonctionnement.

Un renversement de polarisation du faisceau est opéré à une fréquence de 30 Hz. Les lasers sont cadencés à 499 MHz, ce qui implique que les paquets d'électrons des trois différents faisceaux se suivent à une fréquence de 1497 MHz ($= 3 \times 499$ MHz) et que le temps entre deux paquets successifs d'électrons dans un hall donné est d'environ 2 ns. En sortie d'injecteur, le faisceau atteint une énergie maximale de 67 MeV et est ensuite injecté dans le LINAC¹ nord.

4.1.2 Transport et accélération

Le design de l'accélérateur, illustré par la figure 4.2, est basé sur deux LINAC parallèles de 240 m de longueur reliés par 9 arcs de recirculation magnétiques. Ceci permet au faisceau d'effectuer jusqu'à cinq tours complets avant son envoi dans les aires expérimentales. Quatre de ces arcs sont à l'extrémité ouest : ils assurent le passage du faisceau du LINAC sud vers le nord, les cinq restants, situés à l'extrémité est, permettent le passage du faisceau du LINAC nord vers le sud. A la fin de chaque LINAC une séparation magnétique permet d'aiguiller, en fonction de leur énergie, les faisceaux vers l'arc de déviation approprié. A la fin de chaque arc, les faisceaux sont recombinaés avant d'être injectés dans le LINAC suivant. La structure accélératrice

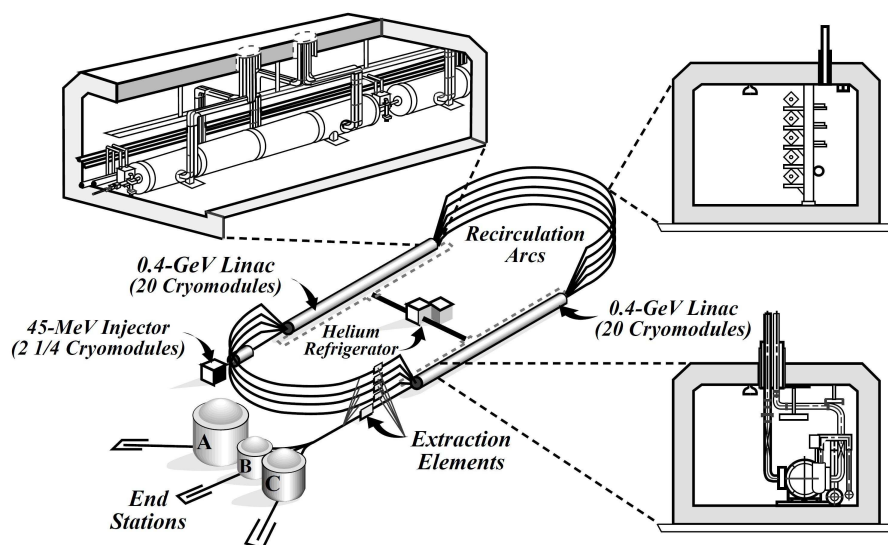


FIG. 4.2 – Schéma de principe de l'accélérateur CEBAF.

repose sur des cavités supraconductrices en niobium qui opèrent à une température de 2 K. Le gain d'énergie à chaque passage dans les LINAC est de 600 MeV, ce qui correspond à un gradient d'accélération d'environ 7.5 MeV/m, la longueur utile de

¹acronyme pour LINear ACcelerator

chacun des LINAC étant de 80 m. Les cavités accélératrices, fonctionnant sur une fréquence de 1497 MHz, sont accordées sur la fréquence de l'injecteur permettant ainsi un cycle utile de 100%.

4.1.3 Distribution du faisceau dans les aires expérimentales

A chacun des quatre premiers tours du faisceau dans l'accélérateur, un séparateur radio-fréquence transverse peut être activé pour extraire des paquets d'électrons avec une énergie de $1/5$, $2/5$, $3/5$ ou $4/5$ de l'énergie maximale que peut délivrer l'accélérateur (correspondant à cinq tours complets) et les diriger vers les aires expérimentales. A la fin du cinquième tour, un dernier séparateur capable de couper le faisceau jusqu'en trois parties permet d'envoyer le faisceau de plus haute énergie dans plusieurs zones expérimentales simultanément.

4.2 Appareillage de l'aire expérimentale B : le spectromètre CLAS

Les données utilisées pour les analyses faisant l'objet de cette thèse ont été recueillies avec le détecteur CLAS [38], acronyme anglais pour *CEBAF Large Acceptance Spectrometer*, abrité dans l'aire expérimentale B du Jefferson Lab. Comme son nom l'indique, ce détecteur est un détecteur de grande acceptance ($\sim 3\pi$ sr). Une vue schématique en est donnée par la figure 4.3. Il est composé de divers sous-détecteurs qui seront décrits en détails dans les sections suivantes. D'un rayon d'environ 5 m, le spectromètre CLAS est bâti autour de six bobines supraconductrices générant un champ magnétique toroïdal symétrique par rapport à l'axe du faisceau. Une particule originaire de la cible rencontrera d'abord les trois régions de chambres à fils qui permettent de déterminer la trajectoire des particules chargées, des détecteurs Čerenkov pour discriminer les électrons des pions, des scintillateurs pour le déclenchement du système d'acquisition et les mesures de temps de vol des particules et enfin un calorimètre électromagnétique, couvrant les angles polaires d'environ 10° à 45° , pour, entre autres, la mesure en énergie et la détection des particules neutres.

La cinématique de notre réaction favorise l'émission des photons DVCS aux angles avants, de telle sorte que, malgré la grande couverture angulaire du détecteur CLAS dans sa configuration standard, ceux-ci échappent à la détection. L'obtention du critère d'exclusivité se voit donc compromise et la nécessité d'augmenter la couverture angulaire du spectromètre CLAS se fait jour. Pour ce faire un nouveau calorimètre dédié à la détection des photons aux angles avants a été construit. Une vue schématique de ce dernier est visible sur la figure 4.4. Il permet de compléter la couverture angulaire du détecteur CLAS pour les photons en permettant leur détection à des angles polaires inférieurs à 15° .

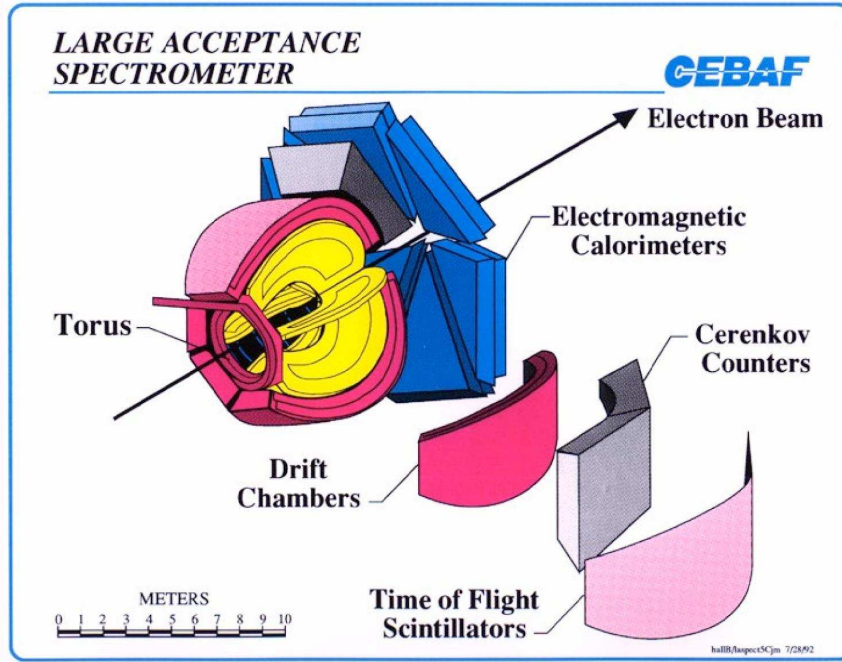


FIG. 4.3 – Vue éclatée du détecteur CLAS.

4.2.1 Le champ magnétique toroïdal

Le champ magnétique pour l'analyse de l'impulsion des particules chargées est généré par six bobines supraconductrices placées en géométrie toroïdale autour de l'axe du faisceau comme illustré par la figure 4.5. Elles sont refroidies à la température de 4.5 K par de l'hélium. L'aimant ainsi constitué possède un diamètre et une longueur d'environ 5 m. En première approximation, le champ magnétique généré par l'aimant est purement azimuthal déviant alors les particules selon l'angle polaire θ . Ceci n'est plus vrai à proximité des bobines où de fortes déviations par rapport à un champ purement azimuthal sont observées. La géométrie particulière de l'aimant permet d'avoir une intégrale de champ plus importante aux angles avants, zone d'émission de particules à grande impulsion, qu'à grand angle polaire, zone d'émission de particules à faible impulsion. Ceci permet, à charge constante, d'avoir un rayon de courbure comparable pour les particules de faible et de grande impulsion². On obtient alors des résolutions similaires quelque soit l'impulsion de la particule chargée. L'autre avantage lié à l'utilisation d'un tel aimant réside dans le fait que celui-ci préserve en

²Le rayon de courbure ρ d'une particule de charge q et d'impulsion p_1 dans un champ magnétique B est donné par : $B\rho_1 = p_1/q$; ainsi à charge constante, il faut augmenter le champ magnétique B si l'on veut, pour une particule d'impulsion $p_2 > p_1$, avoir $\rho_1 = \rho_2$,

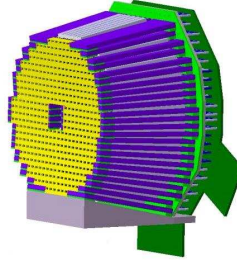


FIG. 4.4 – Vue schématique du calorimètre interne du détecteur CLAS développé pour la détection des photons de haute énergie aux angles avants. Il est composé de 424 cristaux de tungstate de plomb (PbWO_4) et couvre des angles polaires d'environ 4.5° à 15° .

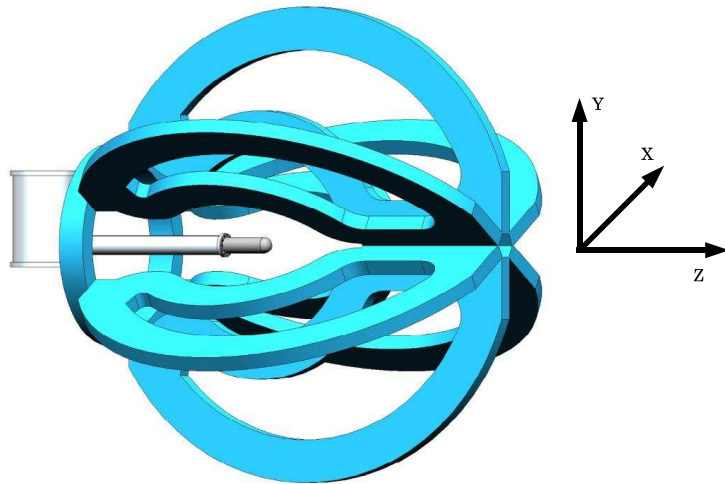


FIG. 4.5 – Vue schématique de l'aimant toroïdal (en bleu) du spectromètre CLAS.

son centre une zone libre de champ, autorisant ainsi l'utilisation de cibles polarisées. Il existe cependant un inconvénient majeur à une telle configuration : les bobines coupent une partie de l'acceptance azimutale. De par leur géométrie, cette coupure est d'autant plus importante que l'on se place aux angles avants. Au courant maximum de fonctionnement de 3860 A, l'intégral de champ atteint 2.5 T.m aux angles avants et descend jusqu'à 0.6 T.m pour un angle de diffusion $\theta = 90^\circ$. Pour les opérations de routine, ce courant a été limité à 3375 A (87% du courant maximal) afin de garantir la tenue mécanique de l'aimant.

4.2.2 Les chambres à dérive

Les chambres à dérive [39] couvrent les angles polaires de 8° à 142° et 80% du domaine angulaire azimuthal. Elles permettent de déterminer la trajectoire des particules chargées et donc d'extraire leur rayon de courbure. C'est cette information combinée avec la connaissance du champ magnétique qui permet de remonter jusqu'à l'impulsion des particules.

La conception des chambres à dérive repose sur trois régions de chambres à fils situées à des position radiales différentes ; les bobines supraconductrices divisant le détecteur CLAS en six secteurs indépendants, ce motif est répété à l'identique pour chaque secteur. Le nombre de 18 chambres à fils est alors atteint. La première région R1, entourant la cible, est située dans une zone de faible champ magnétique. La deuxième région R2 se situe entre les bobines, dans une région de champ magnétique élevé. La troisième région R3 se trouve, quant à elle, au-delà des bobines. L'agencement des différentes régions de chambres à dérive est donnée par la figure 4.6.

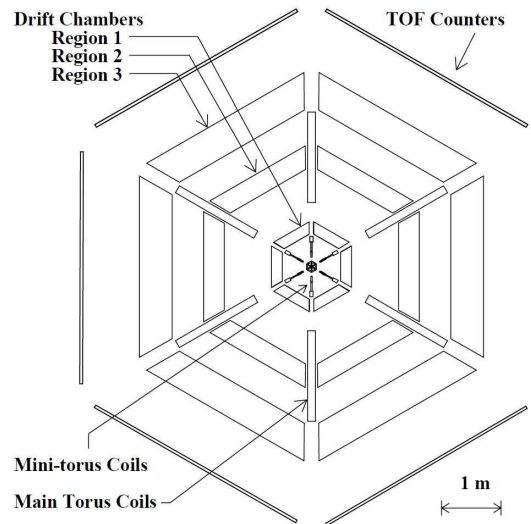


FIG. 4.6 – Vue schématique en coupe transversale du spectromètre CLAS. L'arrangement des différentes régions de chambres à dérive est visible.

L'arrangement des fils dans les chambres à dérive est visible sur la figure 4.7. Chaque fil *actif* se trouve au centre d'un hexagone dont les sommets sont occupés par des fils *de champ*. La taille des cellules ainsi définies augmente uniformément avec la distance à la cible. La distance moyenne entre fil actif et fils de potentiel est de 7 mm pour la première région R1, 1.5 cm pour la seconde région R2 et 2 cm pour la troisième région R3. Chacune des chambres comporte deux supercouches qui se différencient par leur orientation de fils. L'une des supercouches possède une orientation dite axiale, les fils

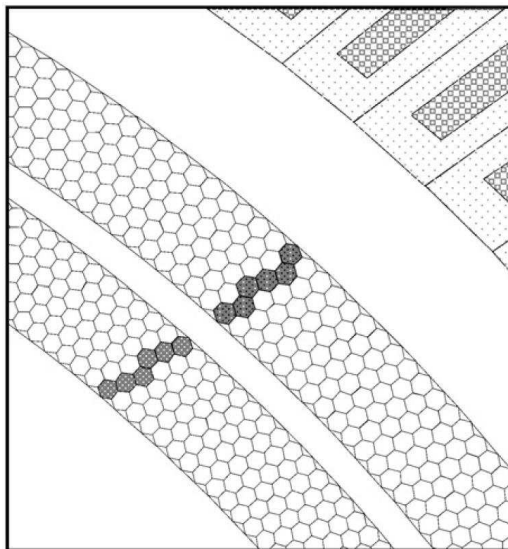


FIG. 4.7 – Vue schématique partielle (en coupe) de la troisième région de chambres à derive du détecteur CLAS. Les deux supercouches constituant la chambre à derive ainsi que l'arrangement des fils de champ en son sein sont visibles. Les hexagones noirs correspondent aux pixels déclenchés lors du passage d'une particule chargée dans la chambre.

sont dans l'axe du champ magnétique, l'autre possède une orientation dite stéréo formant un angle de 6° avec la précédente. Le mélange gazeux utilisé dans les chambres est à base de 88% d'argon et de 12% de dioxyde de carbone ; il confère, entre autres, une bonne durée de vie aux chambres.

L'efficacité de détection des chambres à derive peut être caractérisée par la probabilité de mesurer un signal dans un plan de fils au travers duquel une particule chargée est passée sachant qu'elle a été détectée dans les autres plans de fils de la même supercouche. L'efficacité moyenne de détection sur l'ensemble des chambres à derive ainsi définie est de l'ordre de 98%.

Ce système de détection permet d'obtenir, pour des particules chargées d'impulsion égale à 1 GeV/c, des résolutions angulaires de l'ordre du milli-radian pour les angles polaires ($\Delta\theta \sim 1$ mrad) et azimutaux ($\Delta\phi \sim 4$ mrad). La résolution en impulsion pour ces mêmes particules est de l'ordre du pourcent : $\Delta p/p \sim 0.5\%$ pour les angles polaires $\theta < 30^\circ$ et $\Delta p/p \sim 1 - 2\%$ pour les angles polaires $\theta \geq 30^\circ$.

4.2.3 Les détecteurs Čerenkov

Les compteurs Čerenkov [40], dont une vue schématique est donnée par la figure 4.8, servent à l'identification des particules et plus particulièrement à la dis-

crimination entre les électrons et les pions. Les signaux fournis par ces détecteurs peuvent aussi servir au déclenchement de l'acquisition lors de la détection d'un candidat électron. Le design des détecteurs Čerenkov a été développé de manière à maximiser leur angle solide effectif. En particulier, les cônes de collection de lumière et les photomultiplicateurs ont été placés dans les zones déjà obscurcies par les bobines supraconductrices. Les trajectoires des particules chargées étant comprises dans des

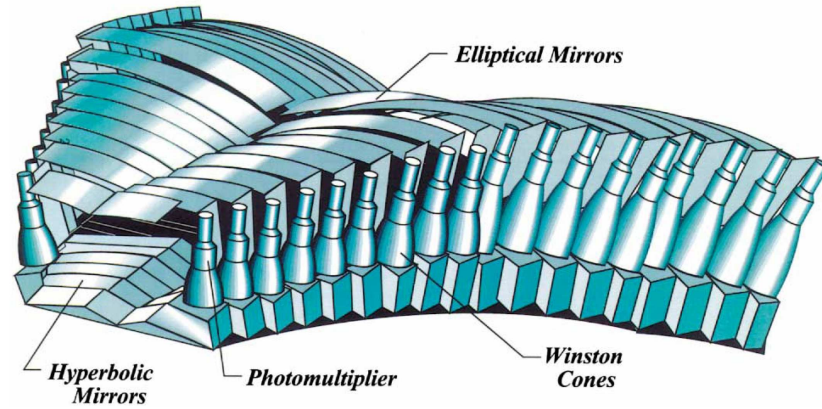


FIG. 4.8 – Vue schématique d'un compteur Čerenkov du détecteur CLAS.

plans à angle azimutal constant, le placement des photomultiplicateurs dans l'ombre des bobines n'affecte en rien la couverture angulaire. L'optique de détection a été conçue pour diriger la lumière selon la seule direction azimutale, laissant de fait l'information polaire intacte. C'est pourquoi, le domaine de couverture en angle polaire $\theta \in [8; 45]^\circ$ de chacun des six secteurs est divisé en 18 régions ; chacune des régions est composée de deux modules symétriques, comme illustré par la figure 4.9. L'optique de chacun des modules comprend un miroir elliptique, un miroir hyperbolique et un miroir cylindrique focalisant la lumière vers un cône de collection sur lequel est monté un photomultiplicateur. Les détecteurs Čerenkov sont remplis de perfluorobutane (C_4F_{10}) d'indice de réfraction $n = 1.00153$. L'utilisation de ce gaz permet la discrimination entre électrons et pions pour des moments allant jusqu'à 2.5 GeV/c. Cette limite constitue le moment à partir duquel les pions peuvent produire de la lumière Čerenkov dans un milieu d'indice de réfraction $n = 1.00153$. Au-delà du seuil de 2.5 GeV/c, la séparation électron-pion s'effectue alors grâce aux calorimètres électromagnétiques décrits dans la section 4.2.5.

L'efficacité de collection de la lumière Čerenkov a été déterminée par l'étude de la diffusion élastique d'électrons sur une cible d'hydrogène. Il a été trouvé que cette efficacité pouvait être meilleure que 99% dans la région des coupures fiducielles des compteurs Čerenkov, loin des bords optiques.

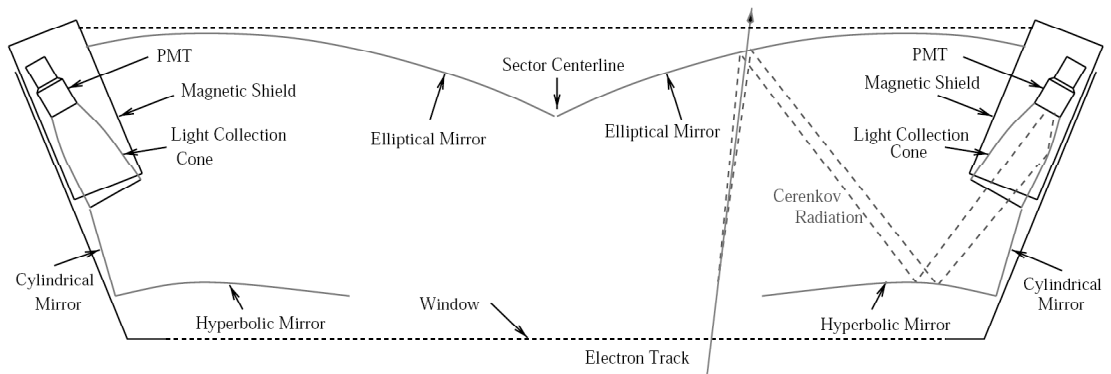


FIG. 4.9 – Vue schématique en coupe d'un compteur Čerenkov du spectromètre CLAS. Le trajet de la lumière Čerenkov émise lors du passage d'un électron et jusqu'à sa collection dans le photomultiplicateur est symbolisé par les lignes en tirets.

4.2.4 La mesure de temps de vol par les scintillateurs

La mesure du temps de vol des particules concourt à l'identification de ces dernières. En effet, le temps de vol combiné avec l'information obtenue par les chambres à dérive permet de remonter jusqu'à la masse des particules. Les scintillateurs de temps de vol du détecteur CLAS [41], dont un secteur est visible sur la figure 4.10, couvrent un domaine polaire allant de 8° à 142° et tout le domaine azimutal. Ils sont situés

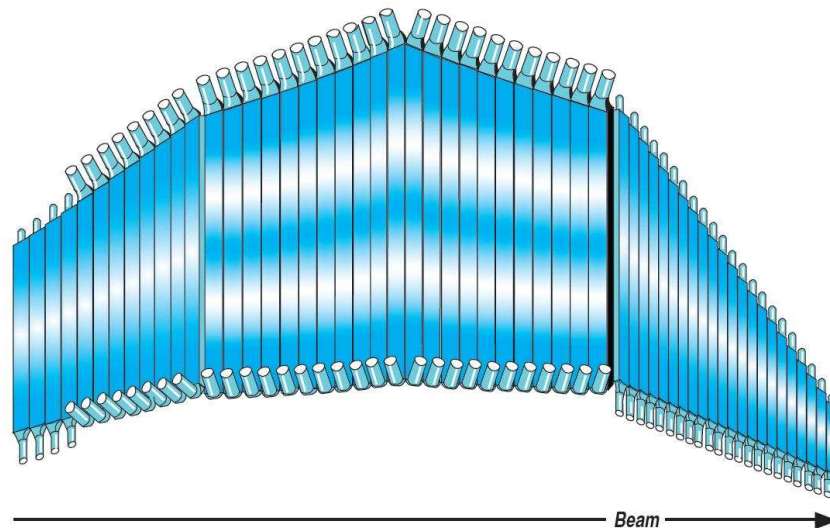


FIG. 4.10 – Vue schématique en 3D des compteurs de temps de vol pour un secteur du spectromètre CLAS. La flèche donne l'orientation du faisceau d'électrons.

au-delà de la zone de la dernière région de chambres à dérives entre les compteurs Čerenkov et les calorimètres électromagnétiques. Couvrant une surface de 206 m², le système est composé de scintillateurs de 5.08 cm d'épaisseur faits de BC-408 (Bicron). La largeur des scintillateurs sous-tend un angle polaire d'environ 1.5° et vaut 15 cm pour ceux placés aux angles avants ($\theta < 45^\circ$) contre 22 cm pour ceux placés aux angles arrières ($\theta \geq 45^\circ$). Leur longueur varie quant à elle de 32 cm, aux angles avants, à 4.5 m aux angles arrières. Chacun des six secteurs possède 57 barreaux de scintillateur. A chaque extrémité des barreaux est fixé un photomultiplicateur pour lire le signal. Les photomultiplicateurs sont placés dans l'ombre des bobines supraconductrices afin de ne pas diminuer l'acceptance du détecteur CLAS. Le temps d'arrivée d'une particule au scintillateur est alors obtenu en utilisant la moyenne des temps mesurés à chacune des extrémités du barreau scintillant. Ceci permet d'obtenir un temps indépendant du point d'interaction de la particule le long du scintillateur. La résolution en temps varie avec l'angle polaire mais reste de l'ordre de 150 ps. La mesure de temps de vol nécessite de connaître le temps au vertex, c'est-à-dire le moment où a eu lieu l'interaction produisant la particule dont on veut connaître le temps de vol. Le temps au vertex est déterminé à partir de l'électron diffusé par la relation :

$$t_{vertex} = t_{SC}^e - \frac{l_{DC}^e}{v^e} \quad (4.1)$$

où t_{SC}^e est le temps d'arrivée de l'électron diffusé aux scintillateurs, l_{DC}^e la distance parcourue par l'électron entre la cible et les scintillateurs (mesurée par les chambres à dérives) et v^e la vitesse de l'électron. Le temps de vol t_{vol} d'une particule est alors obtenu comme :

$$t_{vol} = t - t_{vertex} \quad (4.2)$$

où t est le temps d'arrivée de la particule aux scintillateurs.

Ce système permet notamment de séparer les pions des kaons pour des impulsions allant jusqu'à 2 GeV/c.

4.2.5 Les calorimètres électromagnétiques

Les calorimètres électromagnétiques du spectromètre CLAS [42], désignés par la suite sous l'acronyme EC pour *Electromagnetic Calorimeter*, servent trois buts différents : le déclenchement de l'acquisition lors de la détection d'un candidat électron en action conjointe avec les compteurs Čerenkov, la détection des électrons avec la mesure de leur énergie et la discrimination entre les électrons et les pions, ainsi que la détection des particules neutres, photons et neutrons.

Ils sont situés derrière les scintillateurs de temps de vol et couvrent les angles polaires compris entre 8° et 45°. Adaptés à la géométrie du détecteur CLAS, les calorimètres sont au nombre de six, un par secteur du spectromètre CLAS. De type

hétérogène, leur design s'appuie sur un empilement alternant plan de scintillateurs et plaque de plomb pour une épaisseur totale équivalente à 16 longueurs de radiation³, longueur suffisante pour arrêter des électrons de l'ordre du GeV. Chacun des six modules est contenu dans un volume ayant approximativement la forme d'un triangle équilatéral. Ils contiennent au total 39 couches composées d'un plan de scintillateur de 10 mm d'épaisseur suivi par une plaque de plomb de 2.2 mm d'épaisseur comme illustré par la figure 4.11. Les calorimètres étant basés sur une géométrie dite projective, l'aire couverte par les couches successives augmente avec la distance à la cible. L'ensemble des calorimètres pointe vers le centre du détecteur CLAS. Les plans de

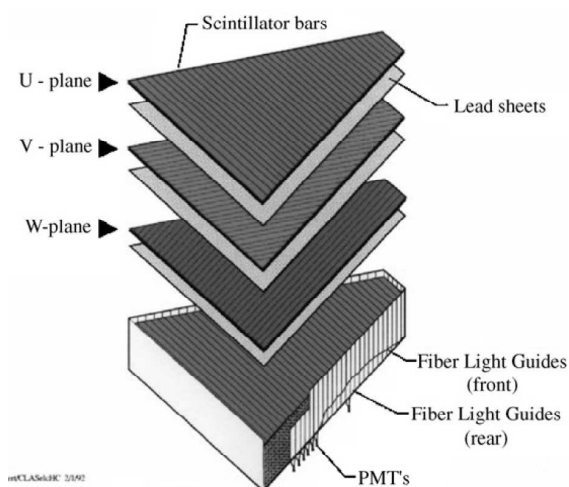


FIG. 4.11 – Vue éclatée d'un calorimètre électromagnétique EC du détecteur CLAS.

scintillateurs sont formés de 36 bandes disposées parallèlement à un côté du triangle, l'orientation des bandes dans les couches successives subit une rotation de 120° . On définit ainsi trois orientations différentes nommées U, V et W qui permettent d'obtenir une information stéréo sur la localisation du point d'impact dans le calorimètre comme illustré par la figure 4.12. Chacune des vues est divisée en deux parties : les cinq premiers plans scintillants d'une vue constituent la partie *interne*, les huit derniers la partie *externe*. Un même photomultiplicateur lit la lumière provenant d'une partie, d'une vue et d'une bande données. Cette division en partie est particulièrement utile à la discrimination entre les électrons et les pions : alors que les premiers vont déposer pratiquement toute leur énergie dans la partie *interne*, les seconds déposent une quantité constante d'énergie tout au long de leur parcours dans un des calorimètres.

³La longueur de radiation est la distance pour laquelle l'énergie d'un électron (photon) est divisée par e suite à sa diffusion dans un matériau donné, e étant la valeur de la fonction $f(x) = \exp(x)$ en $x = 1$.

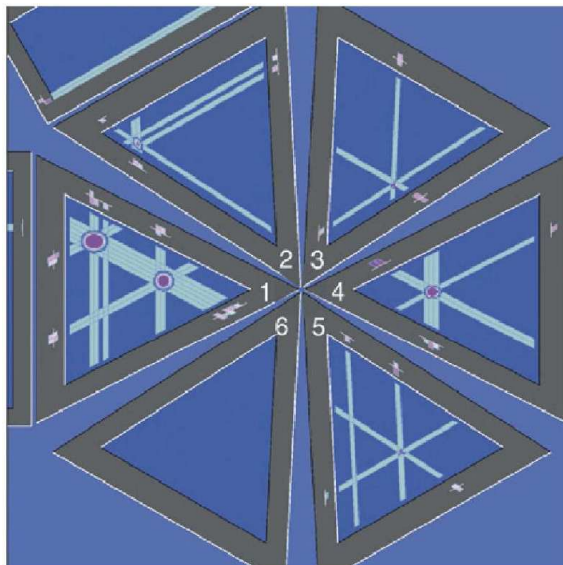


FIG. 4.12 – Vue plane des six calorimètres EC du spectromètre CLAS. Les points marquent la position d'un point d'impact reconstruit dans EC. C'est l'intersection, simultanée dans les trois directions (U , V , W), de scintillateurs pour lesquels un signal a été détecté qui définit un point d'impact. Les numéros font référence aux numéros de secteur du détecteur CLAS.

La résolution en énergie $\Delta E/E$ de ce détecteur peut être paramétrée pour des électrons par :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{10.3\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \quad (4.3)$$

La fraction d'échantillonnage avoisine 0.3 pour des électrons de 3 GeV et plus mais connaît une décroissance monotone jusqu'à 0.25 pour des électrons de 0.5 GeV. La fraction d'échantillonnage est définie comme le rapport entre l'énergie effectivement mesurée dans les calorimètres et l'énergie réelle de la particule incidente.

4.2.6 Un nouveau calorimètre : le calorimètre interne

Le but principal de notre expérience était la mesure exclusive du DVCS. Compte tenu de la cinématique de la réaction où le photon produit est principalement émis à l'avant et de la couverture angulaire des calorimètres existants, une grande partie des photons DVCS n'est pas détectée dans la configuration standard du détecteur CLAS. Il a donc été nécessaire de développer un nouveau calorimètre pour la détection des photons aux petits angles polaires, $\theta < 15^\circ$: le calorimètre interne du spectromètre CLAS appelé aussi IC. Une photographie de ce détecteur est présentée

sur la figure 4.13. Ce calorimètre de type homogène est constitué de 424 cristaux

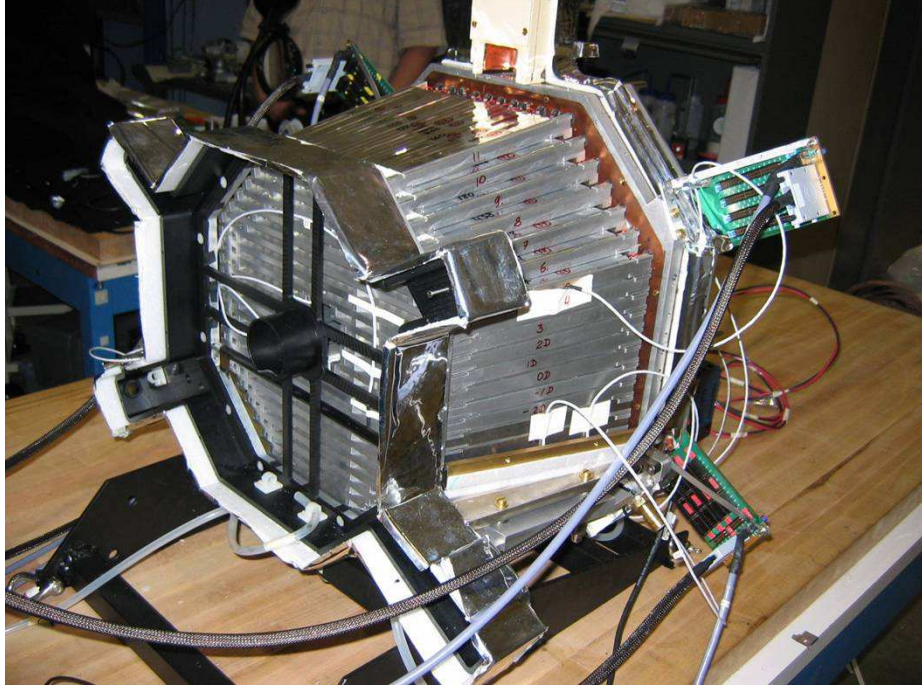


FIG. 4.13 – *Calorimètre interne (IC) du détecteur CLAS.*

de tungstate de plomb (PbWO_4) assemblés dans une géométrie quasi-pyramidale. Il couvre des angles polaires compris entre 5° et 15° et est placé derrière la cible, dans l'axe du faisceau, juste avant la première région R1 des chambres à dérive. Sa résolution en énergie est paramétrée par [53] :

$$\frac{\Delta E}{E} = 0.024 \oplus \frac{0.033}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus \frac{0.019}{E(\text{GeV})} \quad (4.4)$$

L'utilisation du nouveau calorimètre est accompagnée par celle d'un nouvel aimant solénoïdal. Ce dernier focalise les électrons Møller dans l'ouverture centrale du calorimètre interne IC. Ces électrons de basse énergie sont engendrés par la diffusion élastique des électrons du faisceau sur ceux du cortège électronique de la cible. Ce nouvel aimant permet d'éviter de noyer, sous un bruit de fond important, aussi bien le nouveau calorimètre que la première région des chambres à dérive. A titre illustratif, la figure 4.14 montre une simulation du bruit de fond Møller, avec et sans solénoïde. Cette simulation a été effectuée à l'aide du logiciel GSim de simulation du détecteur CLAS basé sur GEANT3 [43]. A gauche, lorsque le champ magnétique engendré par le solénoïde n'est pas présent, la première région des chambres à dérive est traversée

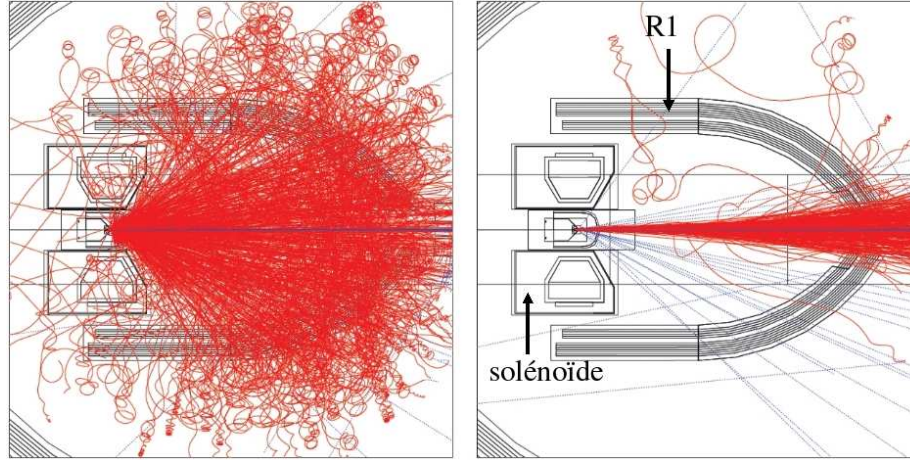


FIG. 4.14 – Simulation avec GSim, le logiciel de simulation du spectromètre CLAS, du bruit de fond Møller. Les images sont une vue partielle, en coupe verticale, du détecteur CLAS. L'image de gauche correspond à une simulation avec champ magnétique solénoïdal, celle de droite sans. Les traces en trait plein marquent les trajectoires des électrons, celles en pointillés illustrent la trajectoire de photons. Le label R1 désigne la première région des chambres à dérive. La présence d'un champ magnétique solénoïdal permet le confinement des électrons Møller autour de l'axe du faisceau comme illustré par l'image de droite [52].

par un important flux d'électrons Møller. A droite, l'ajout du champ créé par le solénoïde dans la simulation permet de focaliser ces électrons autour de l'axe du faisceau. Cependant la focalisation n'est pas parfaite et certains électrons traversent toujours une partie de la première région des chambres à dérive. Un absorbeur en plomb a alors été conçu pour protéger cette région du flux d'électrons parasites. La géométrie de l'absorbeur a été définie à l'aide de simulations et la figure 4.15 illustre le blindage assuré par ce nouvel équipement. Grâce à l'utilisation combinée de cet absorbeur et du solénoïde, la majorité des électrons Møller ne diffusent plus dans les chambres à dérive.

La figure 4.15 montre aussi qu'une partie des électrons interagit avec les cristaux du calorimètre situés à proximité du faisceau. Cet effet, observé expérimentalement, conduit à une surestimation du nombre de photon aux angles polaires inférieurs à 7° . En effet, lors de la reconstruction, il est supposé que toute gerbe électromagnétique induite dans le calorimètre interne IC a pour origine un photon. De plus amples détails concernant le calorimètre interne, le solénoïde et l'absorbeur peuvent être trouvés dans les références [52] et [53].

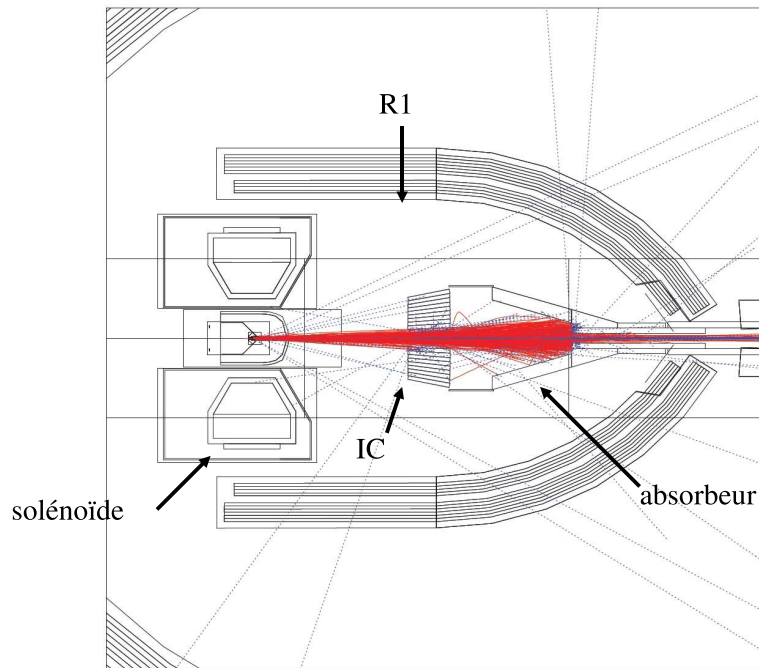


FIG. 4.15 – Simulation avec GSim, le logiciel de simulation du détecteur CLAS, du bruit de fond Møller avec le calorimètre interne IC et l'absorbeur. Les traces en trait plein marquent les trajectoires des électrons, celles en pointillés illustrent la trajectoire de photons. L'utilisation conjointe du champ magnétique solénoïdal et de l'absorbeur permet d'éviter la diffusion d'électrons Møller dans la première région des chambres à dérive R1 [52].

Chapitre 5

Prise de données

5.1 Conditions et déroulement de l'expérience

Les données analysées dans cette thèse correspondent à la première partie de l'expérience E01-113 [44] approuvée initialement par le *Program Advisory Committee* du Jefferson lab pour 60 jours de faisceau. Cette expérience est maintenant dénommée E06-003 [45]. La première partie de l'expérience s'est déroulée du 11 Mars au 27 Mai 2005, ce qui correspond à un temps de faisceau effectif d'environ 36 jours. Un faisceau d'électrons polarisé longitudinalement et d'énergie 5.775 GeV incident sur une cible d'hydrogène liquide a été utilisé. La polarisation a atteint 80% en moyenne durant la période de prise de données grâce à l'utilisation d'une cathode dite *super lattice*. Un historique de la polarisation est visible sur la figure 5.1. Cependant, l'évolution

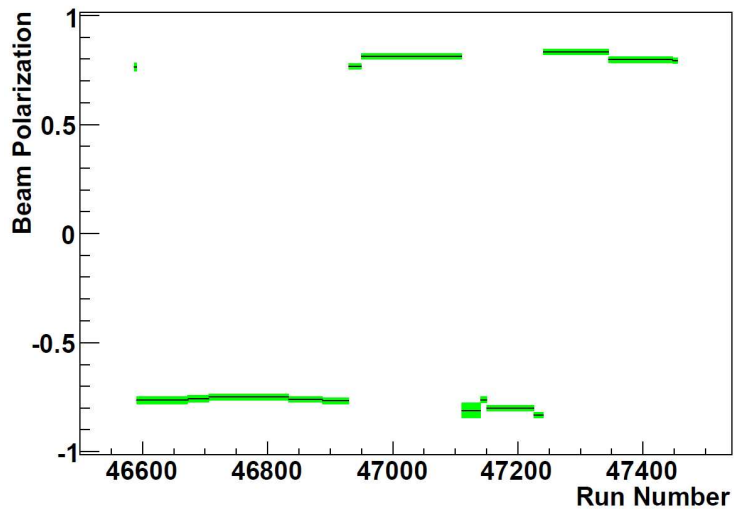


FIG. 5.1 – Historique de la polarisation du faisceau pour l'expérience e1-dvcs [53].

de la charge accumulée en fonction de l'avancement de l'expérience, illustrée par la figure 5.2, est restée en deçà des prédictions : des difficultés rencontrées dans la première région des chambres à dérive ont limité l'intensité du faisceau à 25 nA. Le déclenchement de l'acquisition était basé sur la détection en coïncidence dans les

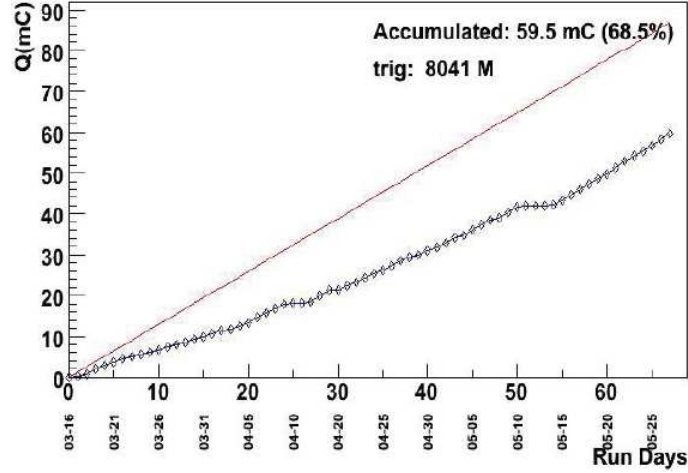


FIG. 5.2 – Charge accumulée durant le run *e1-dvcs* [52].

compteurs Čerenkov et les calorimètres électromagnétiques d'un candidat électron. Un total de 10^9 événements ont été collectés durant cette première période de prise de données.

La seconde partie de cette expérience a été menée en fin d'année 2008 et s'est poursuivie jusqu'à la fin janvier 2009. Ces données n'ont pas fait l'objet de l'analyse présentée ici.

5.2 Etalonnage

L'étalonnage consiste en la transformation des données fournies par les appareillages en informations physiques utilisables pour l'analyse des données. L'étalonnage des détecteurs a eu lieu avant le commencement de cette thèse. Aussi, les principes généraux des processus de calibration des sous-détecteurs du spectromètre CLAS sont ici présentés. Les comptes-rendus des calibrations de l'expérience sont disponibles sur la page web [47] en accès restreint.

5.2.1 Les chambres à dérive

Etalonnage en temps

La diffusion d'une particule dans les chambres à dérive provoque une ionisation du gaz. Les ions ainsi produits dérivent vers le fil actif produisant un signal électrique. Le temps de dérive des ions au fil actif peut être relié à la distance de passage de la particule ionisante audit fil. Cette distance, notée DIST dans la suite, est utilisée pour définir un cercle "equi-temps" centré sur le fil actif considéré. Le programme de reconstruction tente ensuite de déterminer une trajectoire reposant sur ces cercles "equi-temps". La distance entre l'ajustement et un fil actif est appelé DOCA pour *Distance of Closest Approach*. La figure 5.3 présente une illustration de cette procédure.

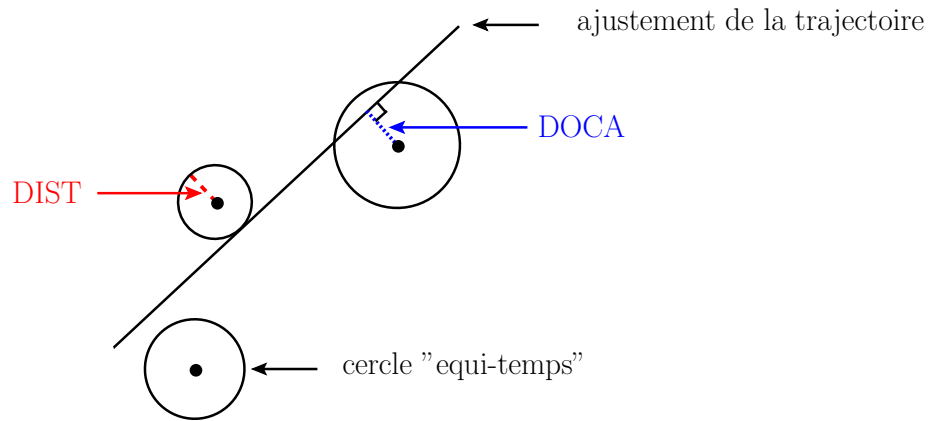


FIG. 5.3 – Schématisation de l'ajustement d'une trajectoire dans les chambres à dérive. Les points marquent la position de fils actifs.

L'étalonnage en temps des chambres à dérives consiste en la détermination des paramètres de la fonction F liant temps de dérive et distance au fil actif DIST. Ceci est opéré par ajustement de ladite fonction à la distribution DOCA en fonction du temps de dérive. Cette opération est effectuée pour chaque couche et secteur. L'étalonnage est itératif : les paramètres extraits après un premier ajustement sont utilisés pour reconstruire les données et effectuer une nouvelle itération du processus décrit ci-dessus. L'étalonnage est considéré comme terminé lorsque la grandeur RESI définie comme la différence entre DIST et DOCA tend vers zéro.

Etalonnage géométrique

L'étalonnage géométrique des chambres [49] permet de tenir compte des décalages entre leurs positions théorique et effective. Les six paramètres à déterminer

correspondent à trois translations et trois rotations, toutes définies par rapport à la position théorique des chambres. Un mauvais alignement a pour effet de distordre les impulsions des particules mesurées, de même que la méconnaissance du champ magnétique en tout point de l'espace. C'est pourquoi, des données sont prises sans champ magnétique et à cible vide. Ceci permet de s'assurer du caractère rectiligne des trajectoires mesurées. La détermination des paramètres d'alignement est alors obtenue par minimisation du χ^2 , défini par l'équation 5.1 et calculé à partir des traces rectilignes,

$$\chi^2 = \sum_{trace} \sum_{hit} \frac{(DOCA_{trace,hit} - DIST_{hit})^2}{\sigma_{trace,hit}^2 + \sigma_{hit}^2} \quad (5.1)$$

où $\sigma_{trace,hit}$ est l'incertitude sur la position de la trace et σ_{hit} celle sur le temps associé au point d'impact. La quantité RESI est ici aussi le paramètre utilisé pour juger de la qualité de l'étalonnage.

5.2.2 Scintillateurs de temps de vol

Etalonnage en temps

Le signal transmis par les photomultiplicateurs présents aux extrémités des barreaux de scintillateurs est caractérisé par son amplitude A et son temps d'arrivée T mesurés respectivement par des ADC (13-bit) et des TDC (12-bit). La procédure d'étalonnage des scintillateurs de temps de vol [50] nécessite plusieurs étapes qui doivent être réalisées dans un ordre précis. La première étape consiste en l'ajustement des gains des ADC. Il est effectué à l'aide de particules au minimum d'ionisation en incidence normale sur les scintillateurs. Il s'agit d'ajuster la haute tension des photomultiplicateurs de sorte qu'après soustraction du piédestal, préalablement mesuré, les particules au minimum d'ionisation forment un pic autour d'un canal ADC déterminé, le canal 600 pour être précis. Le résultat de l'ajustement des gains des ADC est illustré par la figure 5.4. Le pic associé aux particules au minimum d'ionisation est, comme voulu, centré sur le canal ADC 600. Vient ensuite la détermination de l'énergie déposée dans les scintillateurs. L'amplitude numérisée A des ADC est dans un premier temps corrigée de la valeur du piédestal. Puis l'amplitude du signal est normalisée à la réponse des particules au minimum d'ionisation. L'amplitude ainsi normalisée est utilisée pour reconstruire l'énergie perdue dans les scintillateurs. Durant la procédure d'étalonnage, il est aussi nécessaire de calibrer les TDC afin de pouvoir convertir l'information qu'ils fournissent en unité de temps. Pour ce faire, un laser pulsé envoie simultanément un signal à tous les photo-multiplicateurs, la fenêtre d'ouverture en temps des TDC est connue. L'opération est alors répétée en modifiant la fréquence du signal et les données obtenues sont ajustées pour extraction des paramètres de conversion. Le discriminateur du système utilisant un seuil constant sur

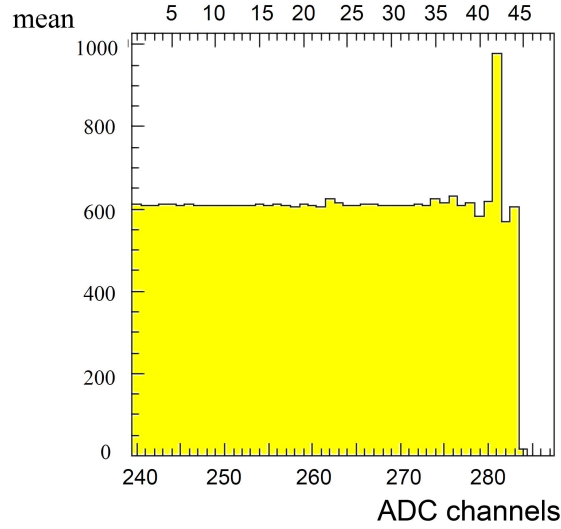


FIG. 5.4 – Résultats de l’ajustement des gains des ADC associés aux scintillateurs de temps de vol d’un secteur du détecteur CLAS. La position du pic associé aux particules au minimum d’ionisation est tracée en fonction du numéro du scintillateur.

le front montant, la dépendance entre amplitude et temps mesurés par les TDC doit être connue. Pour ce faire, un laser est utilisé. La variation de la quantité de lumière, émise par le laser et envoyée au centre des scintillateurs, permet d’obtenir différents couples amplitude-temps. Il est alors possible d’exprimer le temps T en fonction de l’amplitude A et de corriger la mesure en temps des TDC. Enfin le temps RF de l’accélérateur sert de référence à la détermination des décalages relatifs entre TDC. Cette correction est effectuée d’une part pour les électrons, identifiés à ce niveau par les compteurs Čerenkov et les calorimètres électromagnétiques, et d’autre part pour les pions, identifiés par énergie perdue dans les scintillateurs, impulsion et parcours mesurés par les chambres à dérive.

Etalonnage géométrique

Tout comme dans le cas des chambres à dérive, la connaissance de la position exacte des scintillateurs est primordiale, en particulier pour la détermination des distances de vol entre la cible et les scintillateurs. Un relevé du positionnement des appareillages dans l’aire expérimentale permet, après conversion, de déterminer les positions relatives des scintillateurs les uns par rapport aux autres et à la cible.

5.2.3 Signal RF

Le signal RF, délivré par la machine CEBAF, constitue la référence à toute mesure de temps pour le spectromètre CLAS. La calibration du temps RF consiste en la minimisation de la différence entre ce dernier et le temps mesuré au vertex qui correspond au temps de vol de la cible aux scintillateurs des électrons déclenchant l'acquisition. La calibration du temps RF doit donc être effectuée en étroite interaction avec l'étalonnage en temps des scintillateurs. La prise pour référence du temps RF implique que la période T du signal RF constitue l'écart temporel maximum accessible entre temps RF et temps au vertex après calibration. La précision attendue sur la procédure de calibration décrite ici est donc meilleure que la période T , le temps entre deux paquets d'électrons successifs du faisceau. Une illustration du résultat de l'opération de calibration est donné par la figure 5.5. La différence entre temps RF

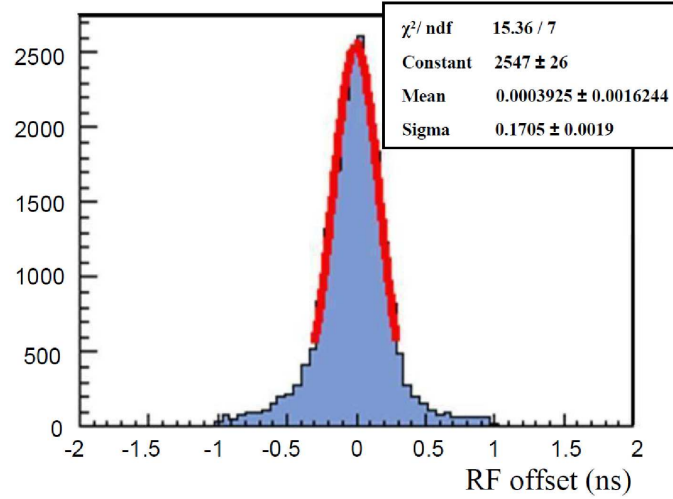


FIG. 5.5 – Illustration de la calibration du temps RF de l'accélérateur CEBAF. La distribution de l'écart entre temps RF et temps mesuré au vertex, noté RF offset, est normalisée à la période du signal RF. La courbe rouge est le résultat d'un ajustement de la distribution par une gaussienne.

et temps mesuré au vertex, noté RF offset, est normalisée à la période du signal RF. Cette différence est centrée autour de zéro avec un écart type σ d'environ 0.34 ns. La distribution RF offset est comprise entre -1 et 1, ce qui traduit le fait que l'écart entre temps RF et temps au vertex n'est jamais supérieur à la période T du signal RF après calibration.

5.2.4 Compteurs Čerenkov

Le signal fourni par les photomultiplicateurs utilisés pour les compteurs Čerenkov est numérisé en amplitude et en temps, comme dans le cas des scintillateurs de temps de vol, par des ADC et des TDC. Néanmoins, seule l'information en amplitude est valorisée : l'étalonnage des Čerenkov consiste en l'ajustement des gains des photomultiplicateurs. Pour ce faire, leur bruit intrinsèque est mis à contribution : en effet, ce bruit permet de générer des signaux à un photo-électron ; la position, en terme de canal, du pic à un photo-électron ajustée à une valeur déterminée, il est possible de faire le lien entre le numéro d'un canal donné et le nombre de photo-électrons correspondant. En pratique, la position du pic à un photo-électron est déterminée en ajustant le spectre de chaque ADC par une fonction rendant compte de la contribution du bruit de fond électronique et du pic à un photo-électron comme illustré par la figure 5.6. Le bruit de fond électronique est modélisé par une exponentielle décrois-

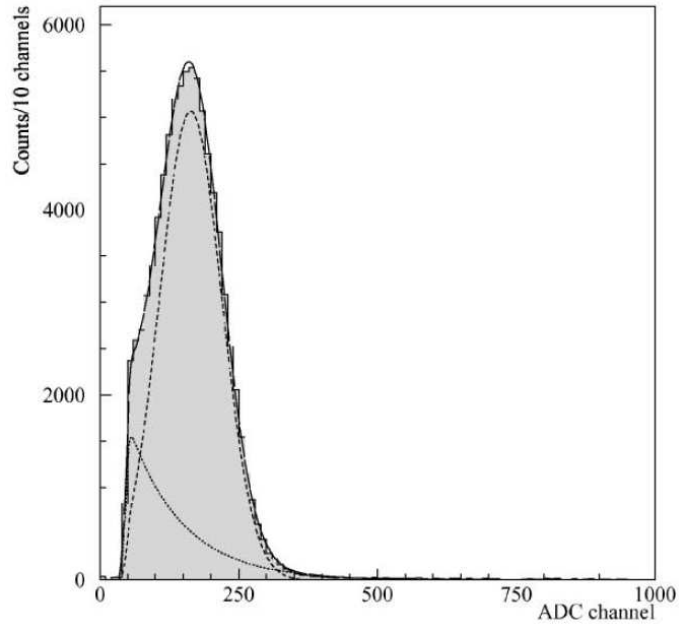


FIG. 5.6 – Résultats de l'ajustement du spectre fourni par un ADC. La courbe en pointillés correspond au bruit de fond électronique et celle en tirets au pic à un photo-électron. La somme de ces deux contributions est donnée par la courbe en trait plein [40].

sante et le pic à un photo-électron par une gaussienne, symbolisés respectivement par la courbe en pointillés et en tirets sur la figure 5.6.

5.2.5 Calorimètres électromagnétiques

L'information mise à disposition par les calorimètres électromagnétiques est constituée par une amplitude A et un temps T numérisés comme dans les cas précédents par des ADC et des TDC. La calibration du calorimètre consiste en l'établissement de la conversion de l'amplitude du signal A en énergie et du temps T en unité de temps.

Etalonnage en amplitude

Cette calibration est basée sur la détermination de trois facteurs correctifs et s'effectue en deux étapes. La première permet la détermination du gain G de chacun des photomultiplicateurs, et de la longueur d'atténuation λ d'un barreau de scintillateur donné. Une prise de données en muons cosmiques de douze heures assure une statistique suffisante pour mener à bien cette étude. Un nombre d'environ 100 événements par cellule (u,v,w), soit 100 événements par photomultiplicateur est alors atteint. La seconde étape de l'étalonnage consiste en la détermination de la fraction d'échantillonnage f des calorimètres et en la confirmation des valeurs des gains G et longueurs d'atténuation λ obtenues précédemment. Pour ce faire, des électrons dont l'énergie est connue par l'intermédiaire de la mesure de leur impulsion dans les chambres à dérive sont utilisés. Plus de détails sur la détermination de la fraction d'échantillonnage seront données dans la section 6.1 lors de sa mise à profit pour l'identification des particules chargées.

Etalonnage en temps

La calibration en temps des calorimètres constitue une étape primordiale en vue de l'identification des particules neutres. En effet la séparation neutron-photon est basée sur une mesure de temps de vol comme explicité dans la section 6.3, d'où la nécessité de cette opération. La détermination des paramètres de calibration permet la conversion du temps T numérisé par les TDC en unité de temps en prenant en compte les effets d'atténuation et de parcours de la lumière dans les scintillateurs et de décalage global. La valeur de ces paramètres est obtenue par la minimisation de la différence, notée par la suite ΔT , entre le modèle décrivant la réponse en temps du calorimètre et la référence temporelle du détecteur CLAS, le temps mesuré par les scintillateurs de temps de vol. La figure 5.7 illustre le résultat de l'étalonnage en temps des calorimètres électromagnétiques du détecteur CLAS. Elle montre le spectre de la variable ΔT , différence entre le temps tel que mesuré dans un des calorimètres et dans les scintillateurs de temps de vol, après calibration du calorimètre électromagnétique. La précision atteinte lors de cette opération de calibration est de l'ordre de 290 ps.

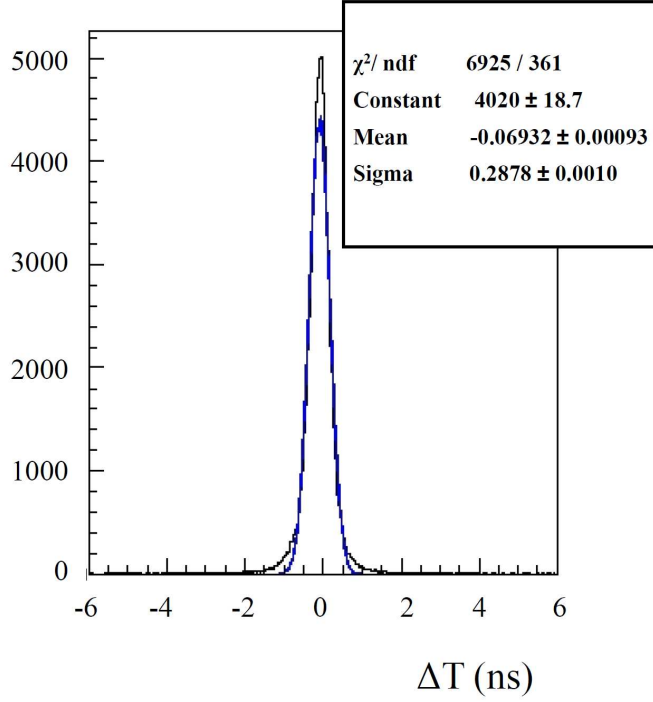


FIG. 5.7 – Illustration du résultat de la calibration en temps des calorimètres du détecteur CLAS. La distribution de l'écart ΔT entre temps mesuré dans un des calorimètres et les scintillateurs de temps de vol, a été ajustée par une gaussienne (en bleu). Les paramètres de la fonction d'ajustement sont donnés en haut à droite de la figure.

5.2.6 Calorimètre interne

La calibration en énergie du calorimètre interne [51] permet la détermination des gains de chaque voie. Elle est basée sur l'étude d'événements à 2 photons détectés dans ledit calorimètre. L'étalonnage procède en deux étapes. Lors de la première étape, le cristal sur lequel le photon de plus haute énergie de la paire était incident se voit associé la masse invariante des deux photons. Une coupure est alors effectuée pour ne garder que les événements pour lesquels au moins 50% de l'énergie du photon le plus énergétique de la paire est déposé dans le cristal. Cette opération permet d'attribuer à chacune des voies une masse invariante à deux photons dont la position du pic induit par les pions neutres est déterminée par un ajustement. La deuxième étape consiste en la variation des gains de chaque voie de manière itérative. A chaque itération et pour chacune des voies, la valeur de la position du pic induit par les π^0 est comparée à sa valeur connue. Cela permet de déterminer le facteur correctif à apporter aux gains pour centrer le pic induit par les π^0 sur leur masse connue. La

calibration est considérée comme terminée lorsque la variation apportée aux gains devient négligeable. La résolution obtenue sur la masse des pions neutres est, après

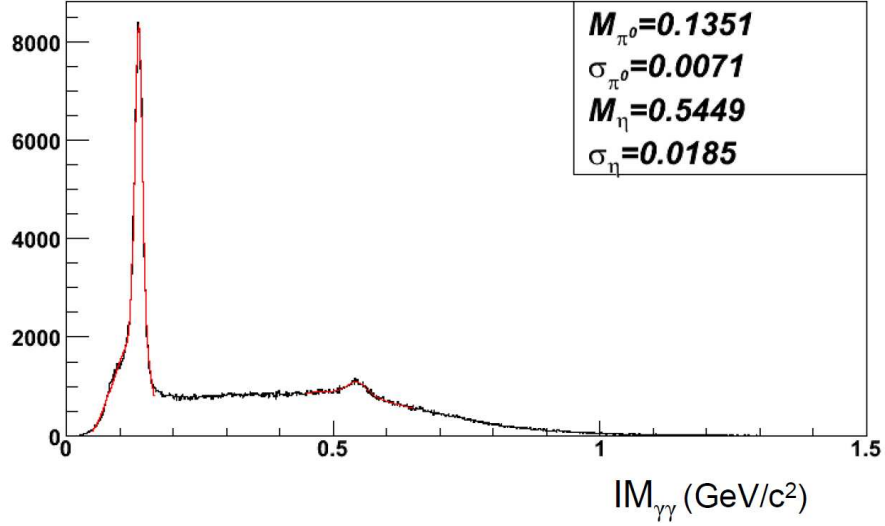


FIG. 5.8 – Illustration du résultat de la calibration du calorimètre interne du détecteur CLAS. La distribution en masse invariante $IM_{\gamma\gamma}$ a été ajustée par la somme d'une gaussienne et d'un polynôme de degré 3 dans la région en masse du pion neutre, $IM_{\gamma\gamma} \simeq 0.135$ GeV, et du η , $IM_{\gamma\gamma} \simeq 0.547$ GeV. Les variables M_{π^0} , σ_{π^0} , M_{η} et σ_{η} sont respectivement la valeur moyenne et l'écart-type de la gaussienne modélisant les pics associés aux pions neutres et aux particules η tels que déterminés par l'ajustement.

calibration, de l'ordre de 7 MeV soit une précision relative d'environ 5% , comme illustrée par la figure 5.8.

Troisième partie

Analyse de données

Cette analyse est basée sur les données recueillies dans l'aire expérimentale B du Jefferson Lab lors de la première partie de l'expérience E06-003 [45] décrite dans la partie précédente. Les travaux présentés ici ont pour but l'identification et l'extraction de l'asymétrie de spin du faisceau du canal d'électroproduction d'un photon réel et d'un état résonnant Δ^+ sur le proton : $ep \rightarrow e\Delta^+\gamma$. La particule Δ^+ décroissant principalement en paire nucléon-pion, il s'agit donc de sélectionner les événements du type : $ep \rightarrow ep\pi^0\gamma$ et $ep \rightarrow en\pi^+\gamma$ dans la région du Δ^+ , i.e. dans le domaine où la masse invariante du système nucléon-pion $IM_{\pi N}$ est proche de la masse connue du baryon Δ^+ , $IM_{\pi N} \simeq 1.232$ GeV.

Ces travaux s'inscrivent comme une première étape en vue de l'étude du processus Δ VCS présenté dans la section 3.3. L'objectif de ce travail est double. Il s'agit d'une part de démontrer la faisabilité de cette étude et d'autre part de vérifier si, aux énergies déjà accessibles au Jefferson Lab, une asymétrie de spin du faisceau non nulle est visible pour les canaux $ep \rightarrow ep\pi^0\gamma$ et $ep \rightarrow en\pi^+\gamma$ dans la région du Δ^+ . Une telle observation pourrait indiquer que le régime de Bjorken tel que défini par l'équation 3.9 a été atteint et qu'une interférence entre les processus Δ VCS et Bethe-Heitler a été observée.

Plus globalement, l'étude de la réaction $ep \rightarrow ep\pi^0\gamma$ peut être utile à celle de la section efficace du processus DVCS sur le proton, en particulier pour la détermination de la contamination des événements $ep \rightarrow ep\gamma$ par des événements $ep \rightarrow ep\pi^0\gamma$ où le pion neutre de faible énergie n'a pas été détecté. En effet, ce type d'événement contaminant ne peut être rejeté par des coupures d'identification du fait de la résolution en masse manquante du détecteur CLAS qui ne permet pas de différencier les objets de masse nulle des pions neutres.

L'analyse des réactions $ep \rightarrow ep\pi^0\gamma$ et $ep \rightarrow en\pi^+\gamma$ dans la région du Δ^+ n'est pas aussi directe que celle de l'électroproduction d'un photon sur le nucléon, $ep \rightarrow ep\gamma$, dans la mesure où les états finaux impliqués ont une multiplicité plus importante et sont plus complexe à reconstruire. Un principe d'étude en trois étapes peut cependant être dégagé. La première consiste en l'identification des particules. Il s'agit ensuite d'identifier les canaux d'intérêt à l'aide de coupures de sélection et de méthodes de soustraction de bruit de fond appropriées. La dernière opération est l'extraction proprement dite des asymétries de spin du faisceau des canaux $ep \rightarrow ep\pi^0\gamma$ et $ep \rightarrow en\pi^+\gamma$ dans la région du Δ^+ .

Contrairement à la précédente tentative d'extraction de l'asymétrie de spin du faisceau de la réaction $ep \rightarrow en\pi^+\gamma$ dans la région du Δ^+ [54], où le photon était reconstruit par la méthode de la masse manquante, ici toutes les particules de l'état final sont détectées, en particulier grâce au nouveau calorimètre interne. La non-détection du photon de l'état final dans l'analyse précédente, à l'origine de difficultés liées à l'identification non ambiguë de la réaction $ep \rightarrow en\pi^+\gamma$, n'avait pas permis l'aboutissement de l'extraction de l'asymétrie de spin du faisceau correspondante. Il s'avère que la statistique à disposition pour la présente étude est suffisante, dans

ce canal, pour extraire également l'asymétrie de spin du faisceau dans la seconde et troisième région des résonances.

Chapitre 6

Identification des particules

6.1 Identification de l'électron diffusé

Cette partie traite de l'identification des électrons parmi les candidats électrons identifiés lors de la reconstruction comme des particules de charge négative ayant interagi dans les chambres à dérive, les compteurs Čerenkov et les calorimètres électromagnétiques. Cette identification primaire, bien que constituant le signal de déclenchement de l'acquisition, n'est pas suffisante pour identifier de manière non ambiguë les électrons. Il est nécessaire d'appliquer des coupures supplémentaires pour, notamment, différencier les électrons des pions. Ces différents critères de sélection sont détaillés ci-après dans l'ordre de leur application.

Energie perdue dans la partie interne des calorimètres électromagnétiques : E_{in}

La variable E_{in} est une des grandeurs utilisées pour rejeter les pions négatifs mal identifiés en électron. La rejection est basée sur la différence de comportement des pions et des électrons dans les calorimètres électromagnétiques. Les électrons vont induire une gerbe électromagnétique dans les calorimètres. Les pions détectés avec le spectromètre CLAS au minimum d'ionisation perdent une fraction constante d'énergie lors de leur parcours dans les calorimètres électromagnétiques. La perte d'énergie associée à ces particules lors de leur passage dans les scintillateurs est d'environ 2 MeV/cm.

Compte tenu de l'épaisseur des différentes parties des calorimètres électromagnétiques, 15 cm pour la partie interne et 24 cm pour la partie externe, un pion au minimum d'ionisation y perdra respectivement 30 MeV et 48 MeV lors de son parcours. La figure 6.1 montre l'énergie perdue dans la partie externe E_{out} en fonction de l'énergie perdue dans la partie interne E_{in} pour les candidats électrons. Une tâche à ($E_{in} \simeq 30$ MeV, $E_{out} \simeq 50$ MeV) y est clairement visible. Elle correspond aux pions

négatifs mal identifiés en électron. En conséquence, la première coupure requise pour l'identification des électrons est de se placer au-delà de la réponse des pions dans les calorimètres électromagnétiques avec :

$$E_{in} > 60 \text{ MeV} \quad (6.1)$$

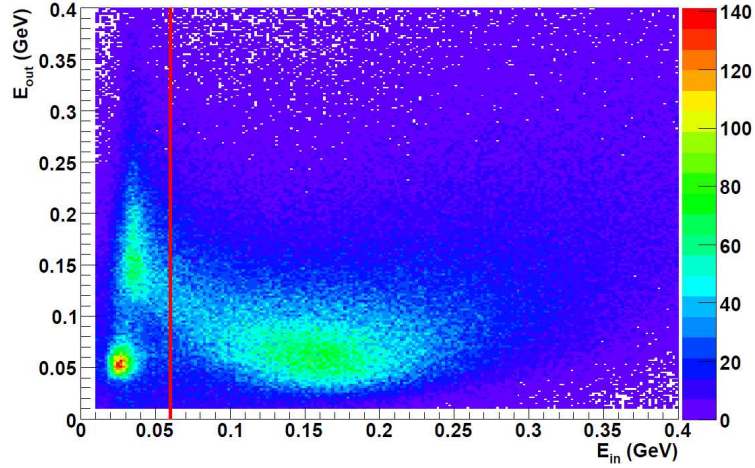


FIG. 6.1 – Énergie perdue dans la partie externe des calorimètres électromagnétiques E_{out} en fonction de l'énergie perdue dans la partie interne E_{in} pour les candidats électrons. La tâche à $(E_{in} \simeq 30 \text{ MeV}, E_{out} \simeq 50 \text{ MeV})$ correspond aux pions négatifs. La ligne à $E_{in} = 60 \text{ MeV}$ symbolise la coupure appliquée pour sélectionner les électrons [53].

Seuil en impulsion : p_{min}

Une coupure sur l'impulsion des candidats électrons s'avère nécessaire : en effet, pour les basses impulsions, l'identification des électrons par les compteurs Čerenkov n'est pas fiable. En effet les pions peuvent lors d'interactions avec la matière composant les détecteurs Čerenkov produire des électrons secondaires de plus faible énergie dits électrons- δ . Il est donc indispensable de s'affranchir de cette zone d'ambiguïté avec la suppression des candidats électrons de basse impulsion en requérant :

$$p_{min} > 550 \text{ MeV}/c \quad (6.2)$$

Coupure sur la position longitudinale reconstruite du vertex, Z_{vertex}

Cette coupure permet de rejeter les événements pour lesquels l'interaction observée n'a pas eu lieu dans la cible. La figure 6.2 montre la distribution de la variable Z_{vertex} ,

la position reconstruite du vertex des candidats électrons selon l'axe du faisceau, intégrée sur tous les secteurs du spectromètre CLAS. Les événements originaires de

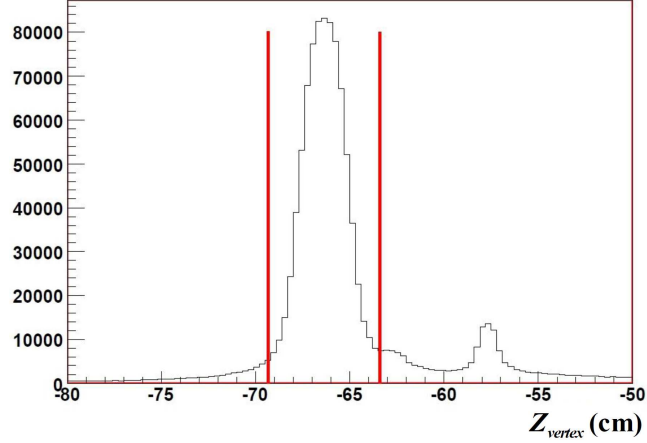


FIG. 6.2 – Illustration de la coupure sur la position longitudinale reconstruite du vertex des candidats électrons. Cette figure présente la distribution Z_{vertex} pour les candidats électrons. Les traits pleins symbolisent les coupures de sélection des électrons ayant interagi dans la cible. Le pic à -57.5 cm correspond aux candidats électrons ayant interagi dans la fenêtre de sortie de la chambre à cible [53].

la cible de 2.5 cm de longueur y forment un pic autour de -66 cm. Un autre est cependant visible à -57.5 cm. Ce dernier correspond aux électrons ayant interagi dans la fenêtre de sortie de la cible. Une coupure à ± 2.5 cm autour de la position du pic correspondant à la cible est appliquée pour sélectionner les événements qui en sont originaires. Cependant, l'excentricité de la cible, impose une variation de cette valeur centrale Z_{vertex}^C de l'ordre du millimètre en fonction du secteur considéré. Les valeurs centrales des pics correspondants à la cible selon le secteur du détecteur CLAS considéré sont répertoriés dans le tableau 6.1.

secteur	Z_{vertex}^C
1	-66.8 cm
2	-66.5 cm
3	-66.2 cm
4	-65.9 cm
5	-66.2 cm
6	-66.6 cm

TAB. 6.1 – Récapitulatifs des valeurs centrales Z_{vertex}^C pour chaque secteur du spectromètre CLAS.

La coupure appliquée est alors donnée par l'équation 6.3.

$$|Z_{vertex}^C - Z_{vertex}|_i < 2.5 \text{ cm} \quad (6.3)$$

où l'indice i fait référence au secteur considéré.

Coupures fiducielles pour les calorimètres électromagnétiques

Afin de ne garder que les candidats électrons pour lesquels la totalité de la gerbe induite est contenue dans les calorimètres électromagnétiques, des coupures fiducielles sont appliquées. Ceci permet de couper les zones où les calorimètres électromagnétiques conduisent à une détermination erronée de l'énergie des particules électromagnétiques. En effet, si une particule électromagnétique interagit trop près des bords d'un des calorimètres, une partie de l'information en énergie sur cette particule risque d'être perdue lors d'une fuite hors du calorimètre d'une partie de la gerbe électromagnétique induite. Ainsi, la distance minimale entre les bords des calorimètres électromagnétiques et le point d'impact d'une particule est estimée à une dizaine de centimètres. Cela correspond, en coordonnées locales U , V , W des calorimètres, aux critères suivants :

$$40 \text{ cm} < U < 400 \text{ cm} \quad (6.4)$$

$$V < 360 \text{ cm} \quad (6.5)$$

$$W < 390 \text{ cm} \quad (6.6)$$

La distribution des candidats électrons dans le plan (X,Y) du système de coordonnées globales avant et après application des coupures fiducielles est donnée par la figure 6.3.

Coupures sur le ratio entre énergie mesurée par les calorimètres électromagnétiques et impulsion, E_{tot}/p

Dans la limite ultra-relativiste, l'énergie d'un électron est égale à son impulsion p . De plus, les calorimètres électromagnétiques ne mesurent qu'une partie de l'énergie des particules électromagnétiques incidentes, le reste étant perdu dans les couches de plomb. Ainsi si E désigne l'énergie incidente de l'électron, l'énergie E_{tot} mesurée par les calorimètres s'écrit :

$$E_{tot} = fE \quad (6.7)$$

où f est la fraction d'échantillonnage des calorimètres électromagnétiques. L'énergie incidente étant égale à l'impulsion de l'électron permet de déduire la relation :

$$E_{tot} = fp \quad (6.8)$$

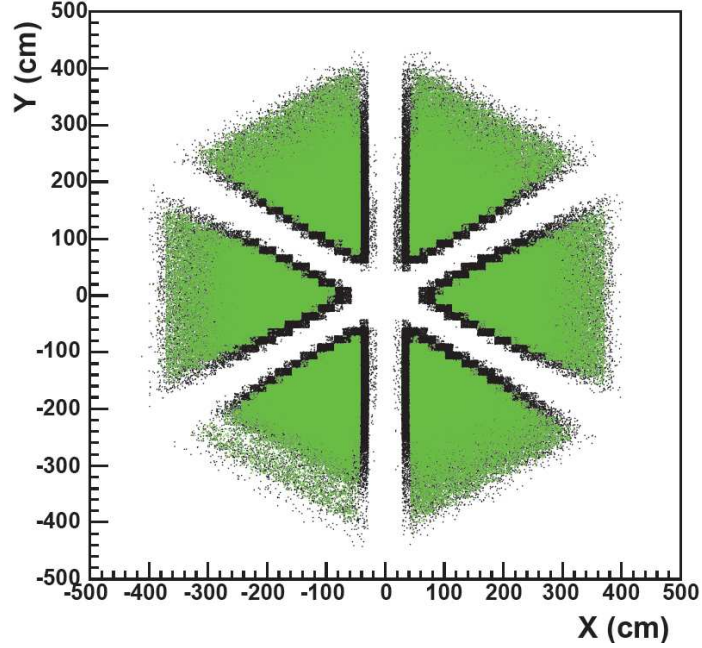


FIG. 6.3 – Illustration des coupures fiducielles pour les calorimètres électromagnétiques. La figure montre la distribution spatiale reconstruite des candidats électrons dans le plan (X,Y) avant, en foncé, et après, en clair, application des coupures fiducielles [52].

Dès lors, une dépendance linéaire de l'énergie mesurée par les calorimètres électromagnétiques en fonction de l'impulsion mesurée par les chambres à dérive est attendue pour les électrons. L'image de gauche sur la figure 6.4 montre la dépendance de l'énergie mesurée E_{tot} vis-à-vis de l'impulsion pour les candidats électrons. Une trace linéaire de coefficient directeur $f \simeq 0.25$ correspondant aux électrons y est visible.

Comme illustré par l'image b) de la figure 6.4, le rapport E_{tot}/p en fonction de l'impulsion p montre une légère dépendance de la fraction d'échantillonnage f en fonction de l'impulsion. Il a donc été choisi d'appliquer une coupure dépendante de l'impulsion sur la variable E_{tot}/p . Celle-ci se présente sous la forme suivante :

$$\left| \frac{E_{mes}}{p} - \mu(p) \right| < 2.5 \sigma(p) \quad (6.9)$$

où $\mu(p)$ et $\sigma(p)$ sont respectivement la valeur moyenne et la largeur de la distribution $\frac{E_{mes}}{p}$ pour l'impulsion p considérée. Elles sont définies comme :

$$\mu(p) = 0.214 + 0.0454p - 7.987 \times 10^{-3}p^2 + 4.35934 \times 10^{-4}p^3 \quad (6.10)$$

$$\sigma(p) = \sqrt{(0.01705)^2 + \left(\frac{0.02668}{\sqrt{p}} \right)^2} \quad (6.11)$$

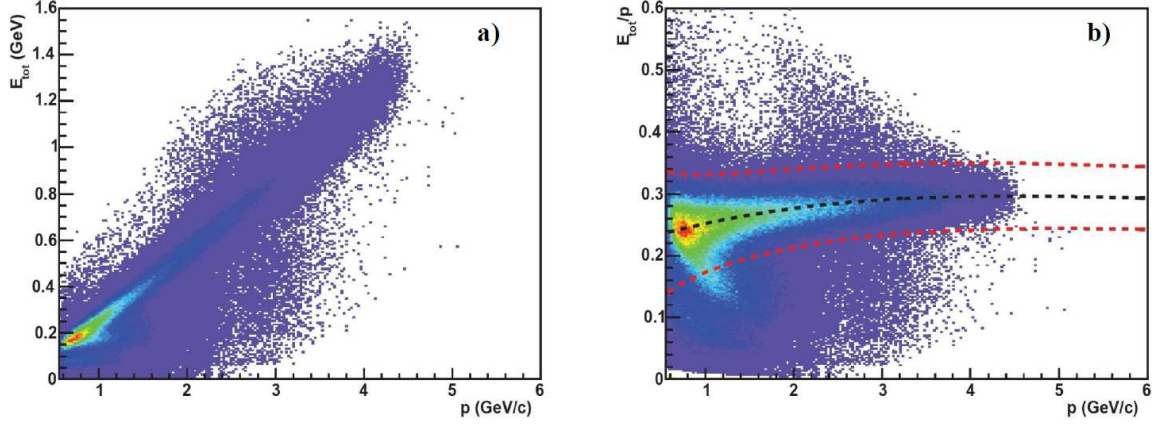


FIG. 6.4 – Illustration de la coupure sur le rapport entre énergie mesurée par les calorimètres électromagnétiques et impulsion, E_{tot}/p . Image a) : E_{tot} en fonction de p pour les candidats électrons, la trace des électrons est clairement visible. Image b) : E_{tot}/p en fonction de p pour les candidats électrons ; la ligne centrale en tirets donne la valeur moyenne μ du ratio E_{tot}/p , les lignes en tirets extérieures marquent la coupure de sélection à 2.5σ des électrons [52].

Coupages fiducielles sur les angles polaire θ et azimutal ϕ

Ces coupures permettent de s'affranchir des zones de faible efficacité des compteurs Čerenkov, en particulier les bordures de secteur où la collection de lumière n'est que partiellement assurée. La coupure sur l'angle azimutal ϕ ne dépend a priori que de l'angle polaire θ . Cependant, l'utilisation du solénoïde, comme décrit dans la section 4.2.6, a eu pour effet de dévier azimutalement la trajectoire des particules de faible impulsion. Cet effet est pris en compte en ajoutant explicitement une dépendance en impulsion des fonctions de coupure données ci-après :

$$\theta \geq \theta_{cut} \quad (6.12)$$

$$|\phi_{secteur} - \phi_0(p)| \leq \phi_{cut}(\theta, p) \quad (6.13)$$

où p est l'impulsion de la particule considérée et $\phi_{secteur}$ l'angle azimutal ϕ rapporté au secteur ($\phi_{secteur} \in [0^\circ; 60^\circ]$). Les angles θ_{cut} , $\phi_0(p)$ et $\phi_{cut}(\theta, p)$ sont définis comme :

$$\theta_{cut} = 16.8^\circ + \frac{0.93}{p - 0.52} \quad (6.14)$$

$$\phi_0(p) = 1.012^\circ + \frac{6.632}{p} \quad (6.15)$$

$$\phi_{cut}(\theta, p) = 27^\circ [\sin(\theta - \theta_{cut})]^{0.195} \quad (6.16)$$

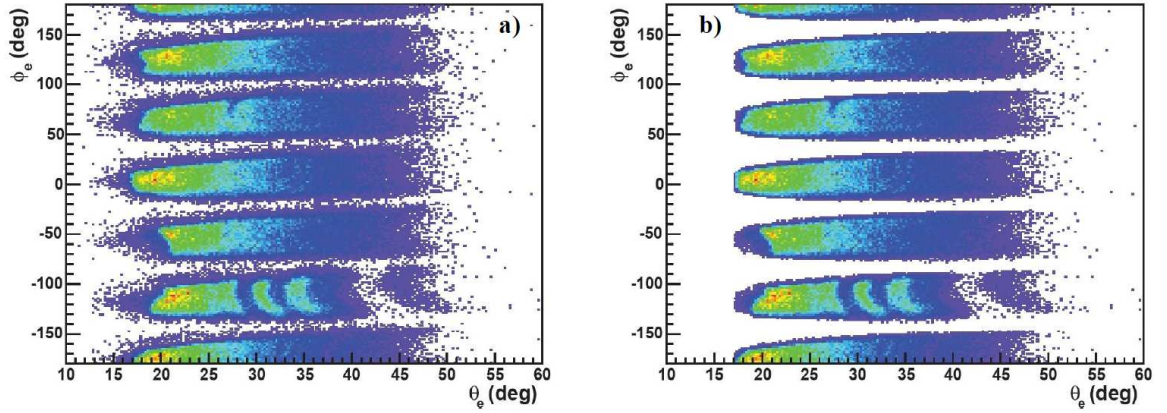


FIG. 6.5 – Illustration des coupures fiducielles pour les candidats électrons. La figure a) montre l'angle azimutal ϕ en fonction de l'angle polaire θ avant l'application des coupures fiducielles, la figure b) après [52].

Coupure sur le nombre de photo-électrons collectés dans les compteurs Čerenkov

L'interaction des électrons avec le gaz des compteurs Čerenkov conduit à un signal suivant une distribution de Poisson centrée autour de neuf photo-électrons. Bien que le seuil de détection des pions dans les compteurs Čerenkov soit de 2.5 GeV, ils produisent alors un pic autour de 5 photo-électrons, ces derniers peuvent dès 400 MeV produire par interaction avec la matière de ces détecteurs des électrons- δ . Le seuil de détection des électrons dans les compteurs Čerenkov étant de 9 MeV, ceux-ci ont alors suffisamment d'énergie pour produire un signal avec, cependant, une intensité relativement faible et de l'ordre d'un photo-électron. Ainsi le pic observé autour de 1-2 photo-électrons, sur la figure 6.6 donnant la distribution $N_{phe} \times 10$ du nombre de photo-électrons collectés dans les compteurs Čerenkov, correspond aux pions négatifs détectés indirectement via des électrons- δ . La dernière coupure appliquée pour l'identification des électrons est alors donnée par :

$$N_{phe} \times 10 > 25 \quad (6.17)$$

6.2 Identification des particules de charge $+e$

L'identification des particules de charge positive est basée sur l'analyse d'événements comportant un électron tel que défini dans la section précédente. Il est aussi requis que ces événements comportent une particule identifiée lors de la reconstruction comme étant de charge positive $+e$ et ayant interagi dans les chambres à derive et les scintillateurs de temps de vol. Ce type de particules constitue les candidats

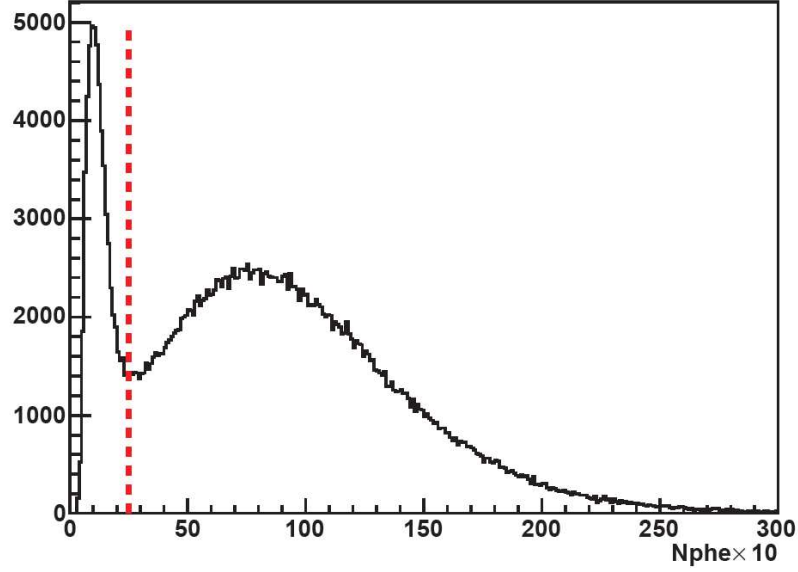


FIG. 6.6 – Distribution $N_{phe} \times 10$ du nombre de photo-électrons collectés dans les compteurs Čerenkov. Le pic autour de 1-2 photo-électrons correspond aux pions négatifs. La ligne en tirets illustre la coupure $N_{phe} \times 10 > 25$ [52].

protons et π^+ . Les coupures appliquées pour l'identification des protons et des pions positifs sont détaillées ci-après.

Sélection des protons et π^+

La sélection des protons et π^+ est effectuée par mesure de temps de vol et d'impulsion. A partir de ces grandeurs, il est possible de remonter jusqu'à β , la vitesse de la particule incidente normalisée à la vitesse de la lumière dans le vide c selon deux méthodes,

$$\beta_{vol} = \frac{l}{ct_{vol}} \quad (6.18)$$

$$\beta_{cal}(m) = \frac{p}{\sqrt{p^2 + m^2}} \quad (6.19)$$

où β_{vol} est la vitesse normalisée de la particule calculée à partir du temps de vol t_{vol} tel que mesuré par les scintillateurs de temps de vol et l la distance parcourue par la particule. La grandeur $\beta_{cal}(m)$ est la vitesse normalisée de la particule calculée à partir de son impulsion p mesurée dans les chambres à dérive.

La comparaison des résultats de ces deux calculs, moyennant une hypothèse sur la masse m de la particule, permet d'identifier les particules de masse m . En effet, si

l'hypothèse sur la nature de la particule s'avère exacte alors les deux calculs de vitesse normalisée cités précédemment doivent donner le même résultat. Le résidu $\Delta\beta(m)$ défini comme $\Delta\beta(m) = \beta_{vol} - \beta_{cal}(m)$ est alors nul. La quantité $\Delta\beta(m)$ en fonction

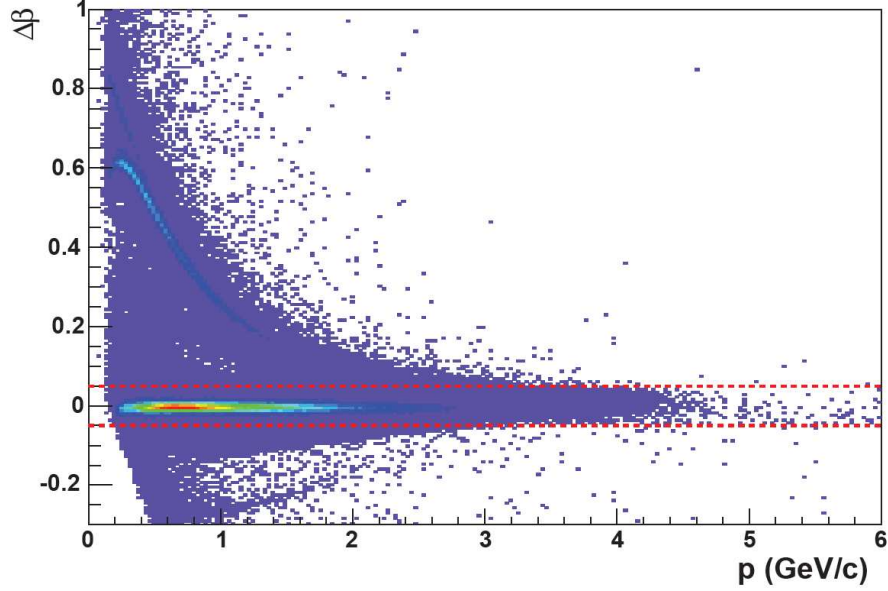


FIG. 6.7 – Résidu $\Delta\beta(m)$ en fonction de l'impulsion p en supposant la masse m égale à la masse du proton pour les particules de charge $+e$. Les lignes en tirets sur la distribution symbolisent les coupures appliquées pour sélectionner les protons [52].

de l'impulsion p en supposant un proton ($m = m_{proton}$) est visible sur la figure 6.7. La trace associée aux protons est située autour de $\Delta\beta(m_{proton}) = 0$. Ils sont identifiés par la coupure suivante :

$$|\Delta\beta(m_{proton})| < 0.05 \quad (6.20)$$

Cela correspond à une coupure à $\pm 5\sigma$.

La figure 6.8 montre le résidu $\Delta\beta(m)$ en fonction de l'impulsion p en supposant cette fois-ci la masse m égale à la masse d'un pion positif. Les pions y sont visibles autour de $\Delta\beta(m_{\pi^+}) = 0$ et sont identifiés par la coupure,

$$|\Delta\beta(m_{\pi^+}) - \mu(p)| \leq 4.5 \times \sigma(p) \quad (6.21)$$

où $\mu(p)$ et $\sigma(p)$ sont respectivement, une paramétrisation de la valeur moyenne et de la largeur de la distribution $\Delta\beta(m_{\pi^+})$. Elles sont définies par des polynômes :

$$\begin{aligned} \mu(p) = & 1.1251 \times 10^{-3} + 2.539 \times 10^{-3}p + 8.29 \times 10^{-4}p^2 + 7.37 \times 10^{-4}p^3 + \\ & + 6.09 \times 10^{-4}p^4 + 1.59 \times 10^{-4}p^5 + 1.4 \times 10^{-5}p^6 \end{aligned} \quad (6.22)$$

$$\sigma(p) = 1.6159 \times 10^{-2} + 1.172 \times 10^{-2}p + 3.617 \times 10^{-3}p^2 + 3.68 \times 10^{-4}p^3 \quad (6.23)$$

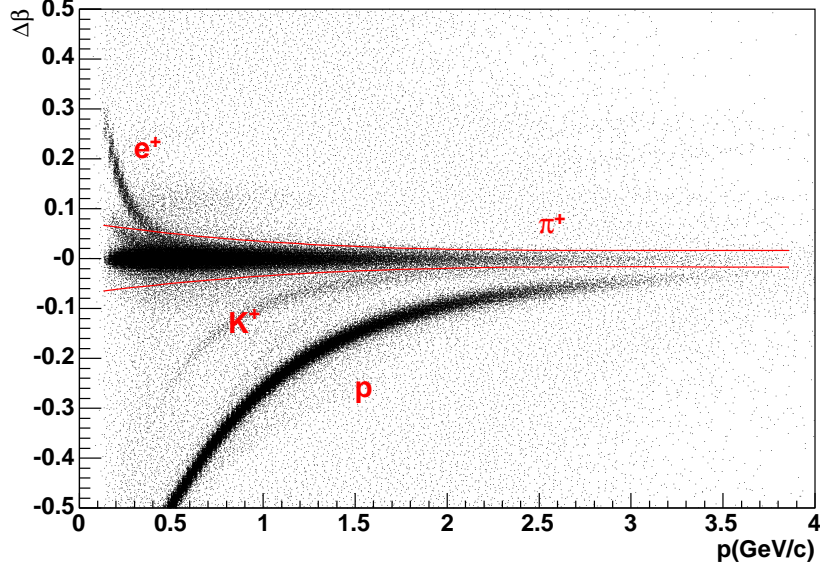


FIG. 6.8 – Résidu $\Delta\beta(m)$ en fonction de l'impulsion p en supposant la masse m égale à la masse d'un pion positif pour les particules de charge $+e$. Les courbes en trait plein marquent la zone de sélection des pions positifs.

Coupages fiducielles sur les angles polaire θ et azimutal ϕ

Comme dans le cas des électrons, des coupures sur les angles polaire et azimutal sont appliquées. Celles-ci sont définies par :

$$\theta \geq 16.8^\circ \quad (6.24)$$

$$|\phi_{\text{secteur}} - \phi_0(p, \theta)| \leq 27^\circ \quad (6.25)$$

avec ϕ_{secteur} , l'angle azimutal ϕ rapporté au secteur ($\phi_{\text{secteur}} \in [0^\circ; 60^\circ]$). L'angle $\phi_0(p, \theta)$ est défini par :

$$\phi_0(p, \theta) = -1.4^\circ - \frac{10.5}{p} + \frac{\sin \theta}{0.66} \quad (6.26)$$

La figure 6.9 montre les distributions angulaires pour les protons avant et après l'application des coupures fiducielles.

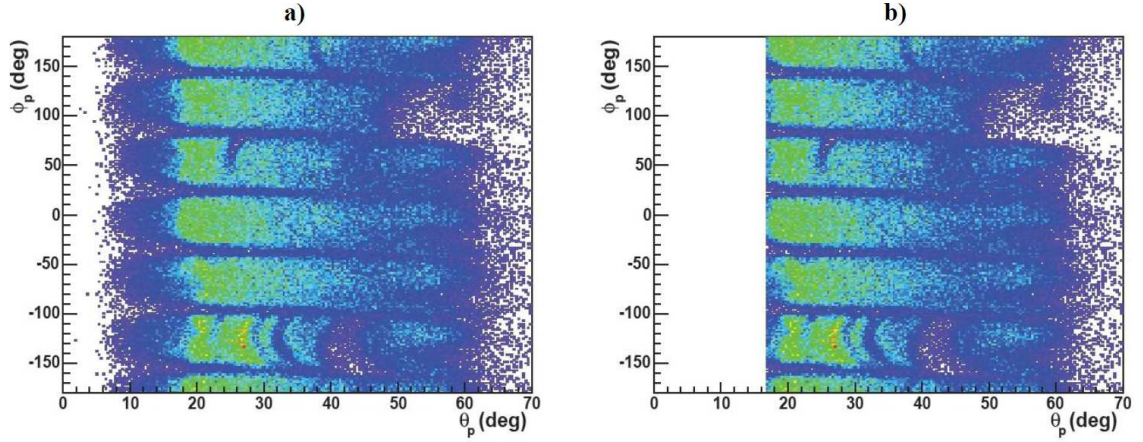


FIG. 6.9 – Illustration des coupures fiducielles sur l'angle azimutal ϕ et polaire θ pour les protons. La figure a) montre la distribution en angle azimutal ϕ en fonction de celle en angle polaire θ avant l'application des coupures fiducielles, la figure b) après [52].

6.3 Identification des particules neutres

L'identification des particules neutres, photons et neutrons, est effectuée à l'aide des différents calorimètres du détecteur CLAS. Les critères d'identification diffèrent selon que la particule ait été détectée dans les calorimètres électromagnétiques EC ou dans le calorimètre interne IC.

6.3.1 Cas du calorimètre interne IC

Il est considéré que toutes les gerbes électromagnétiques mesurées dans le calorimètre interne IC ont été induites par des photons. Il apparaît, de prime abord, possible que certaines gerbes aient été induites par des électrons provenant de la diffusion Møller ou élastique ep . Cependant, comme mentionné auparavant dans la section 6.1, l'acquisition d'un événement est subordonnée à la détection d'un électron dans les calorimètres électromagnétiques EC rendant peu probable la détection d'un second électron dans le calorimètre interne. Néanmoins une coupure sur l'angle polaire des particules détectées dans ce calorimètre est appliquée. Elle permet de rejeter les particules dont l'angle polaire est inférieur à 7° et d'éliminer la zone où subsiste une ambiguïté sur la nature de la particule détectée comme décrit dans la section 4.2.6.

Developpées dans une thèse précédente [53] sur la même expérience, les coupures fiducielles propres au calorimètre interne permettent de s'affranchir des effets de bord en rejetant les zones où le calorimètre conduit à une mesure biaisée de l'énergie de la particule incidente.

6.3.2 Cas des calorimètres EC

Les calorimètres EC permettent la détection des photons et des neutrons. La première étape à effectuer, en vue de l'identification de ces particules, est l'application des coupures fiducielles, comme illustré par la figure 6.10, propres aux calorimètres électromagnétiques EC et présentées dans la section 6.1 pour les électrons. Le but est, ici encore, de s'affranchir des effets de bords conduisant à des mesures d'énergie biaisées. Une coupure sur le temps de vol t_{EC} , tel que mesuré par les calorimètres

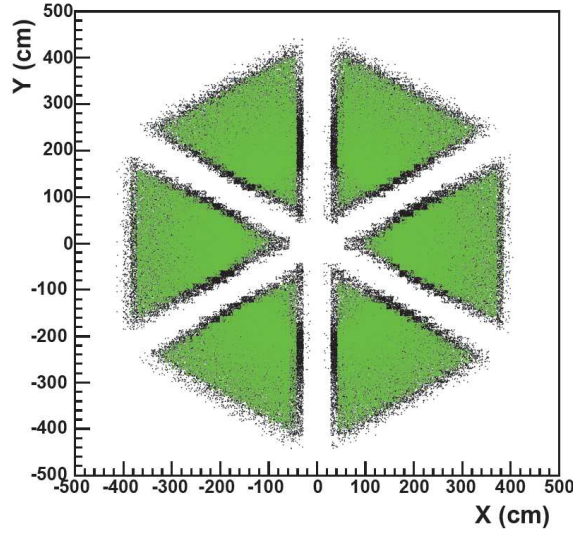


FIG. 6.10 – Distribution spatiale reconstruite des particules neutres dans les calorimètres électromagnétiques EC. Les points foncés montrent la distribution des particules neutres avant l'application des coupures fiducielles, les points clairs après [52].

électromagnétiques EC, des particules de charge nulle permet la discrimination entre les photons et les neutrons. Celle-ci est appliquée sur la variable $\beta = \frac{l}{c t_{EC}}$ où l est la distance entre la cible et le point d'impact de la particule dans le calorimètre électromagnétique EC impliqué. La distribution de cette variable est donnée sur la figure 6.11. Les critères de discrimination entre photons et neutrons diffèrent légèrement selon l'analyse $ep \rightarrow eN\pi\gamma$ considérée. La légère différence entre les deux analyses s'explique par le fait que la valeur limite de β définissant les neutrons et les photons a été modifiée pour l'analyse du canal $ep \rightarrow en\pi^+\gamma$ afin de permettre une meilleure identification de celui-ci. Les valeurs limites β_{lim} définissant la région des photons et des neutrons pour chacune des analyses sont exposés dans le tableau 6.2. La variable β_{lim} est telle que les particules vérifiant $\beta \geq \beta_{lim}$ sont considérées comme des photons et celles ayant $\beta < \beta_{lim}$ comme des neutrons.

La valeur β_{lim} pour le canal $ep \rightarrow en\pi^+\gamma$ a été déterminée en suivant un raisonnement proche de celui développé pour l'identification des protons et π^+ . Elle est

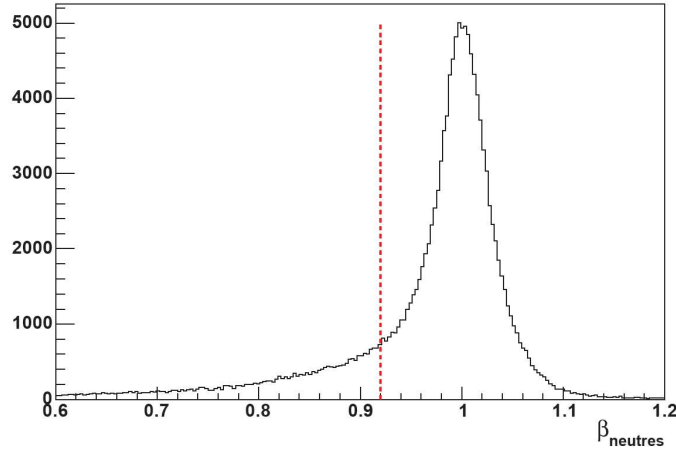


FIG. 6.11 – Distribution de la vitesse réduite β mesurée dans les calorimètre électromagnétiques EC pour les particules neutres. La ligne en tirets illustre la coupure appliquée pour la discrimination entre photon, à droite de la coupure, et neutron, à gauche de la coupure [52].

Type d'analyse $ep \rightarrow eN\pi\gamma$	$ep \rightarrow ep\pi^0\gamma$	$ep \rightarrow en\pi^+\gamma$
β_{lim}	0.92	0.9

TAB. 6.2 – Valeurs β_{lim} de discrimination entre neutrons et photons dans EC.

basée sur la comparaison des résultats de deux méthodes d'obtention de la vitesse réduite, une mesurée par temps de vol β_{vol} et une calculée β_{cal} , qui permettent de définir un résidu $\Delta\beta = \beta_{vol} - \beta_{cal}$. L'expression de β_{vol} est identique à celle présentée précédemment dans le cas du proton. La grandeur β_{cal} est obtenue en calculant la vitesse réduite de la particule manquante X du système $ep \rightarrow e\pi^+\gamma X$ à partir de son impulsion p_X et en supposant ladite particule être un neutron. Pour pouvoir utiliser cette méthode l'électron, le π^+ et le photon de l'état final doivent avoir été identifiés. C'est pourquoi lors de l'analyse du canal $ep \rightarrow en\pi^+\gamma$, la détection du photon est requise exclusivement dans le calorimètre interne. Aussi toutes les particules neutres détectées dans les calorimètres EC sont supposées être des neutrons. La vitesse réduite β_{cal} vérifie alors

$$\beta_{cal} = \frac{p_X}{\sqrt{p_X^2 + m_n^2}} \quad (6.27)$$

où m_n est la masse du neutron. La valeur β_{lim} est alors choisie, en même temps que les coupures de sélection du canal $ep \rightarrow en\pi^+\gamma$, de manière à obtenir une distribution $\Delta\beta(m_n)$ centrée autour de zéro après application des critères de sélection (figure 6.12).

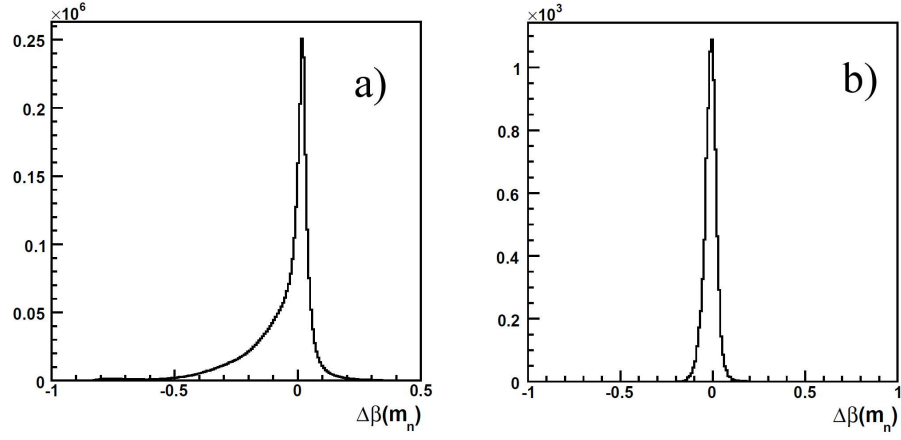


FIG. 6.12 – Résidu $\Delta\beta(m_n)$ dans le cadre de l'analyse du canal $ep \rightarrow en\pi^+\gamma$. L'image a) montre la distribution $\Delta\beta(m_n)$ avant l'application des critères de sélection, l'image b) après.

La valeur β_{lim} déterminée pour l'analyse $ep \rightarrow en\pi^+\gamma$ par cette méthode est directement utilisée pour la discrimination neutron-photon nécessaire à l'analyse du canal $ep \rightarrow en\pi^+\pi^0$.

Chapitre 7

Analyse du canal $ep \rightarrow ep\pi^0\gamma$ dans la région du Δ^+

Dans ce chapitre sont décrites les différentes étapes de l'analyse du canal $ep \rightarrow ep\pi^0\gamma \rightarrow ep\gamma\gamma\gamma$ dans la région du Δ^+ , l'état résonnant Δ^+ potentiellement formé décroissant en une paire $p\pi^0$. Les résultats obtenus pour l'asymétrie de spin du faisceau correspondante ainsi que l'estimation des incertitudes associées sont exposés à la fin de cette partie, respectivement dans les sections 7.3.1 et 7.4.

Cette étude s'appuie sur des événements exclusifs où un électron, un proton et trois photons ont été détectés selon les critères exposés dans le chapitre précédent. La détection de la totalité des particules de l'état final est requise pour signer les événements de la manière la moins ambiguë possible. Une étude semi-inclusive où seule une partie de l'état final aurait été détectée induirait un bruit de fond physique important dont le traitement serait difficile comme cela a été démontré dans l'analyse précédente [54].

Compte tenu de la grande multiplicité des photons dans l'état final, la première étape de l'analyse consiste en la reconstruction du pion neutre. Les deux approches expérimentées lors de cette analyse sont présentées dans la section 7.1.

Il s'agit ensuite de développer les critères de sélection nécessaire à l'identification des événements. Les coupures de sélection proprement dites ont été développées à l'aide d'un algorithme basé sur la simulation du signal et de son principal bruit de fond comme explicité dans la section 7.2.

L'état final étudié implique une contamination provenant de l'électroproduction du méson ω avec sa décroissance en paire photon-pion neutre, $ep \rightarrow ep\omega \rightarrow ep\pi^0\gamma$, qui aboutit au même état final que celui recherché. La méthode utilisée pour la suppression de cette contamination est décrite dans la section 7.2.2.

L'identification du pion neutre de l'état intermédiaire $ep \rightarrow ep\pi^0\gamma$ est finalisée par l'usage de la méthode du *sideband*. Celle-ci permet de soustraire le bruit de fond combinatoire, présent sous le pic induit par les pions neutres, dans la distribution

en masse invariante des photons supposés provenir de la décroissance desdits pions. A ce niveau d'analyse sont identifiés les événements $ep \rightarrow ep\pi^0\gamma X$ où X désigne un photon ou rien. En effet la résolution en masse manquante du détecteur CLAS d'environ 0.03 GeV^2 ne permet pas de différencier les pions neutres, dont la masse au carré vaut $m_{\pi^0} \simeq 0.018 \text{ GeV}^2$, des objets de masse nulle.

Ainsi un bruit de fond physique provenant des événements $ep \rightarrow ep\pi^0\gamma\gamma$, principalement dû à la double électroproduction de pions neutres $ep \rightarrow ep\pi^0\pi^0$, est toujours présent à ce stade de l'étude. Cette réaction a été étudiée en détails. L'analyse et les simulations correspondantes sont décrites en chapitre 8. Dans le chapitre actuel ne sont évoqués que les résultats de cette étude du fond. L'identification complète des événements $ep \rightarrow ep\pi^0\gamma$ est alors accomplie après soustraction de ce fond selon la méthode présentée dans la section 7.3.

7.1 Reconstruction du pion neutre

7.1.1 Approche systématique

La première approche consiste en une approche systématique où toutes les combinaisons possibles pour la reconstruction du pion neutre à partir des trois photons de l'état final sont explorées. Pour ce faire, une hiérarchisation des photons selon leur énergie est opérée. Il s'agit de vérifier si l'une des trois combinaisons possibles est favorisée par rapport aux autres. La comparaison des masses invariantes des trois paires de photons constructibles ainsi que des masses invariantes desdites paires avec le proton de l'état final est utilisée pour mener à bien cette vérification.

La figure 7.1 montre les spectres en masse invariante de chacune des combinaisons de photons. Les trois photons de l'état final γ_i sont classés par ordre d'énergie décroissante i.e.,

$$E_{\gamma_1} > E_{\gamma_2} > E_{\gamma_3}. \quad (7.1)$$

Tout d'abord, la paire de photons présentant le signal π^0 le plus marqué est la combinaison basée sur les deux photons les plus énergétiques de l'événement, soit la paire $\gamma_1\gamma_2$, illustrée par la figure 7.1 a). Ensuite, l'observation des spectres en masse invariante des deux photons et du proton $IM_{\gamma\gamma p}$ pour chaque paire de photons met en évidence des différences de couverture en masse. La masse invariante maximale $IM_{\gamma\gamma p}$ atteinte pour une combinaison de photons donnée est d'autant plus importante que les photons constituant la paire sont énergétiques. En effet, les états résonnants de grande masse, à énergie cinétique constante, possèdent plus d'énergie que les états résonnants de moindre masse et sont donc susceptibles de produire lors de leur décroissance des pions de plus haute énergie. Cela peut expliquer les différences de

couverture en masse invariante $IM_{\gamma\gamma p}$ observées pour les trois combinaisons de photons.

Enfin, il est aussi remarquable que seule la combinaison des deux photons les moins énergétiques avec le proton de l'état final produise un spectre piquant à la masse du Δ^+ , $m_{\Delta^+} = 1.232$ GeV comme visible sur le spectre f) de la figure 7.1. Cependant ceci ne permet pas de se prononcer de manière non équivoque sur la combinaison de photons à choisir, les spectres $IM_{\gamma\gamma p}$ étant tous compatibles avec la masse de l'état résonnant Δ^+ .

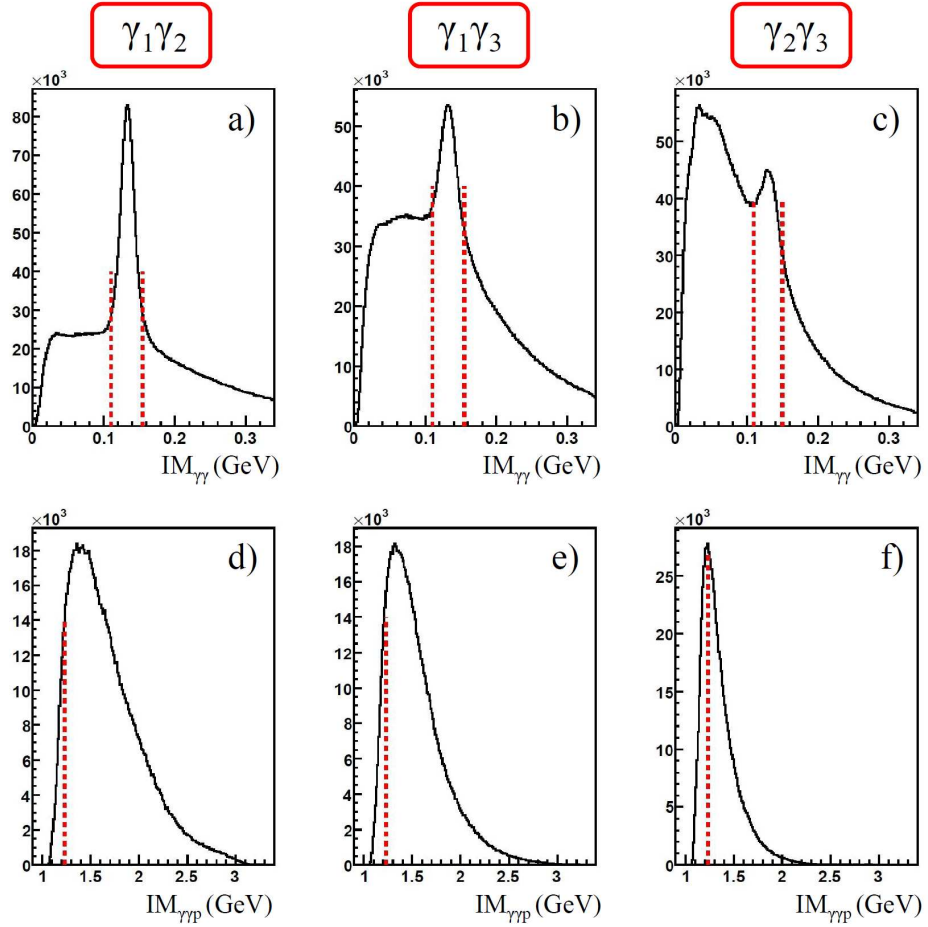


FIG. 7.1 – Première tentative de reconstruction du pion neutre pour le canal $ep \rightarrow ep\pi^0\gamma$. Les spectres a) à c) représentent respectivement les distributions en masse invariante des trois paires de photons reconstitués $\gamma_1\gamma_2$, $\gamma_1\gamma_3$, $\gamma_2\gamma_3$. Les lignes en tirets sur les images a), b) et c) illustrent les coupures approximatives pour définir la région du π^0 . Les spectres d) à f) montrent les distributions en masse invariante $IM_{\gamma\gamma p}$ pour les trois paires de photons pré-citées dans la région du π^0 . La masse de l'état résonnant Δ^+ , $m_{\Delta^+} = 1.232$ GeV, est symbolisée par la ligne en tirets.

Il paraît donc indispensable d’avoir un aperçu de l’espace de phase des particules issues de la décroissance du Δ^+ . Pour ce faire un générateur d’espace de phase basé sur l’outil TGenPhaseSpace de ROOT [55] a été développé.

7.1.2 Espace de phase de la réaction $ep \rightarrow e\Delta^+\gamma$ dans le canal de décroissance $\Delta^+ \rightarrow p\pi^0$

L’espace de phase couvert par la réaction $ep \rightarrow e\Delta^+\gamma \rightarrow ep\pi^0\gamma \rightarrow ep\gamma\gamma\gamma$ peut être approché grâce à l’utilisation d’un générateur d’espace de phase. L’avantage de cette méthode est de connaître à tout moment la provenance des trois photons de l’état final. L’intérêt de ce générateur est de vérifier s’il existe un ordonnancement des photons de l’état final selon leur provenance, photon rayonné ou photons de décroissance du méson π^0 . L’analyse des différences en énergie entre le photon rayonné et les photons de décroissance du pion neutre, visible sur l’image 7.2, montre que, pour plus de 80% des événements générés, le photon rayonné est le plus énergétique des photons de l’état final. Un tel résultat peut être interprété d’un point de vue purement

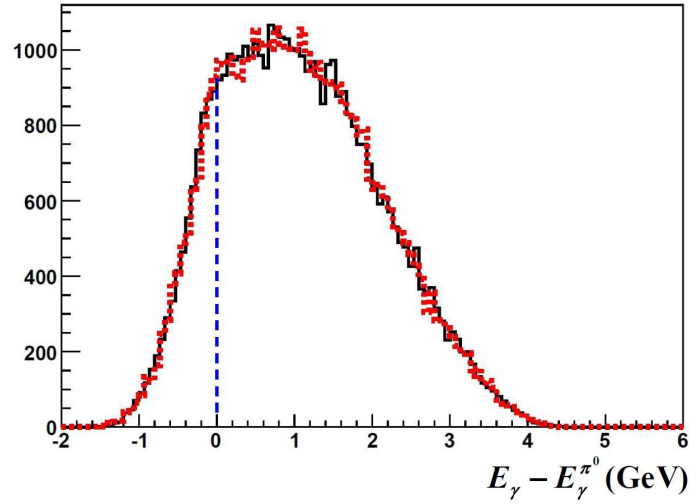


FIG. 7.2 – Différences d’énergie entre le photon rayonné et les photons de décroissance du pion neutre, $E_\gamma - E_\gamma^{\pi^0}$. Chacun des histogrammes correspond à la différence d’énergie pour un photon de décroissance donné, la particule π^0 décroissant en deux photons.

réactionnel. Le hadron Δ^+ constitue la particule de recul de la réaction considérée. Par la suite l’énergie totale de l’état résonnant Δ^+ doit encore être partagée entre ses particules de décroissance : le proton, particule massive, et le pion neutre, particule plus légère. Une grande partie de l’énergie du baryon Δ^+ est *convertie* en masse pour le proton, n’en laissant que peu de disponible au pion qui engendrera alors des

photons de basse énergie. Par exemple pour une cinématique typique avec une énergie disponible dans le centre de masse du photon virtuel et du proton $W = 1.9$ GeV et un photon rayonné d'énergie $E_\gamma = 1$ GeV, la particule de recul Δ^+ a une énergie d'environ $E_{\Delta^+} = 2$ GeV. En admettant que l'énergie de l'état résonnant Δ^+ est équitablement répartie entre le proton et le pion neutre de décroissance, l'énergie totale emportée par le méson π^0 est de $E_{\pi^0} = 1$ GeV. Dans l'hypothèse où la décroissance dudit pion est symétrique, chacun des photons issus de cette décroissance emportant une quantité d'énergie comparable, soit environ 500 MeV, l'énergie des photons de décroissance du pion neutre est donc inférieure à l'énergie du photon rayonné. Dès lors, il est considéré que le photon le plus énergétique de l'événement est le photon rayonné. Les photons de moindre énergie sont considérés comme issus de la décroissance du π^0 .

Un autre résultat intéressant est la distribution angulaire des photons de décroissance du π^0 visible sur la figure 7.3. Il existe plusieurs configurations de ces photons de décroissance selon qu'ils entrent dans le domaine de couverture angulaire du même calorimètre électromagnétique ou non. Les cas où les deux photons sont émis dans l'acceptance du même calorimètre électromagnétique sont notés IC/IC et EC/EC, pour respectivement une émission dans l'acceptance du calorimètre interne et des calorimètres électromagnétiques EC. Les événements avec une émission asymétrique, un photon dans l'acceptance du calorimètre interne et l'autre dans celle d'un calorimètre électromagnétique EC sont notés IC/EC. En se basant sur les résultats du générateur d'espace de phase, une majorité des événements, environ 60% , sont attendus dans la configuration EC/EC. La configuration asymétrique IC/EC regroupe environ 36% de la statistique. La dernière configuration possible, IC/IC, couvre un faible pourcentage des événements de 4%. Ce résultat est important car lors d'une étude précédente [56] des différences de réponse notables, selon les combinaisons de détection des photons de décroissance issus du π^0 dans les calorimètres électromagnétiques, ont été mises en évidence, de sorte qu'il est nécessaire de différencier ces combinaisons lors de l'analyse. Pour les mêmes raisons, une différenciation supplémentaire est appliquée dans la suite pour la configuration asymétrique IC/EC : la notation IC/EC fait référence au cas où le photon le plus énergétique de la paire est détecté dans le calorimètre interne, la notation inverse EC/IC fait référence à celui où le photon le plus énergétique de la paire est détecté dans un calorimètre électromagnétique EC.

Les résultats obtenus avec le générateur semblent montrer qu'il faut privilégier l'analyse des événements EC/EC, cette configuration possédant la plus grande statistique attendue. Un raffinement pourrait être obtenu en étudiant les événements IC/EC et EC/IC. L'étude de la configuration IC/IC ne paraît pas statistiquement favorable vu le faible pourcentage d'événements escomptés. Ces différentes considérations seront étayées expérimentalement dans la section 7.2.3.

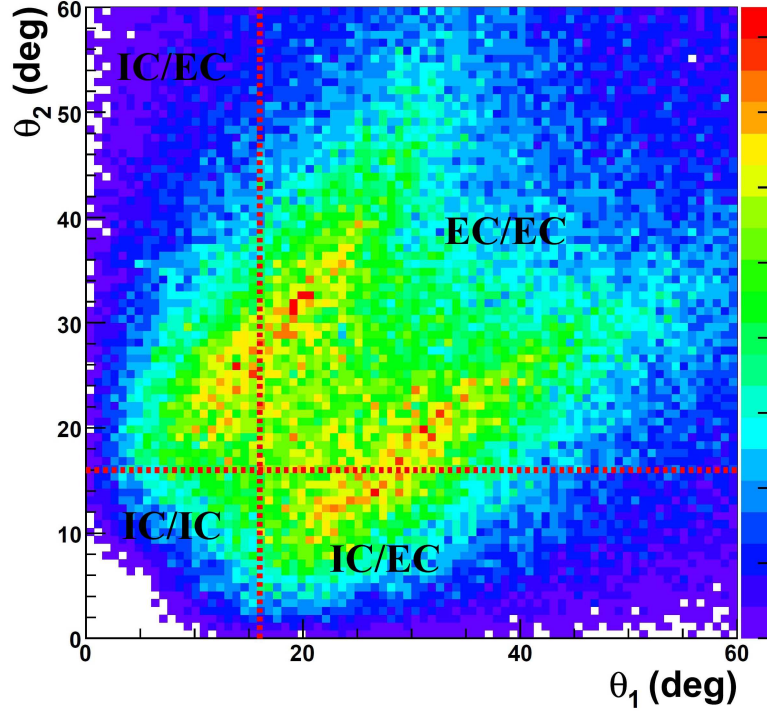


FIG. 7.3 – Distribution angulaire des photons de décroissance du pion neutre obtenue avec le générateur d'espace de phase de la réaction $ep \rightarrow e\Delta^+\gamma \rightarrow ep\pi^0\gamma \rightarrow ep\gamma\gamma\gamma$. Les angles θ_1 et θ_2 sont les angles polaires des photons de décroissance du pion dans le laboratoire. La transition entre le calorimètre interne IC et les calorimètres électromagnétiques EC s'opère à un angle polaire d'environ 16° . Cette transition est symbolisée par les deux lignes en tirets.

7.2 Identification des événements $ep \rightarrow ep\pi^0\gamma X$

7.2.1 Détermination des coupures de sélection

Il s'agit ici, de déterminer les valeurs des coupures optimisant le rapport signal/bruit et ce, afin de réduire la dépendance de l'analyse vis à vis de la soustraction du bruit de fond physique constitué par les événements de double électroproduction de pions neutres mal identifiés en événements $ep \rightarrow ep\pi^0\gamma$. Le filtre utilisé pour sélectionner les événements $ep \rightarrow ep\pi^0\gamma$ s'appuie sur les variables suivantes : l'impulsion manquante selon les directions transverses au faisceau p_x et p_y , l'énergie manquante $E_{ep3\gamma X}$ et le carré $M_{ep3\gamma X}^2$ de la masse manquante du système $ep \rightarrow ep\gamma_1\gamma_2\gamma_3$, les carrés $M_{ep\gamma_1 X}^2$ et $M_{ep\gamma_2\gamma_3 X}^2$ des masses manquantes des systèmes $ep \rightarrow ep\gamma_1$ et $ep \rightarrow ep\gamma_2\gamma_3$, la masse manquante $M_{e3\gamma X}$ du système $ep \rightarrow e\gamma_1\gamma_2\gamma_3$ et l'angle $\Delta\Phi$ dit de coplanarité entre les plans (γ^*, Δ^+) et (Δ^+, γ) , ces particules devant être coplanaires comme

illustré par la figure 2.6 pour la réaction $ep \rightarrow e\Delta^+\gamma$.

La méthode de détermination des coupures de sélection est basée sur la comparaison de la réponse des différentes parties du filtre $ep \rightarrow ep\pi^0\gamma$ au signal et au bruit. Le but est de chercher une éventuelle différence de comportement pouvant être mise à profit pour la sélection des événements. Il faut donc étudier séparément et sans ambiguïté l'effet du filtre de sélection sur le signal et le bruit. La seule possibilité est alors d'avoir recours à des données simulées dont l'obtention est décrite ci-après.

Simulation

La génération du bruit de fond, les événements de double production de pions neutres et du signal, modélisé par les événements $ep \rightarrow e\Delta^+\gamma \rightarrow ep\pi^0\gamma$, a constitué la première étape des simulations. Pour ce faire deux générateurs d'espace de phase, un pour chacun des canaux pré-cités, ont été développés en se basant sur *genbod* [57]. L'étude développée dans cette section vise à la détermination des critères de sélection de l'état final par coupures sur, entre autres, des masses manquantes et ne saurait donc être dépendante du processus mis en jeu. Le recours à des générateurs d'espace de phase est suffisant pour l'utilisation qui en est faite ici. Autrement dit, c'est la réponse du détecteur à des produits de réaction et non au processus lui-même qui est étudiée. De ce point de vue, il n'est donc pas nécessaire d'avoir recours à des générateurs d'événements plus évolués.

Le programme de simulation GSIM, acronyme pour *GEANT3 SIMulation*, du spectromètre CLAS a été ensuite utilisé pour simuler la diffusion des particules dans les détecteurs. Ce programme permet de rendre compte des caractéristiques géométriques et physiques du détecteur. La description du spectromètre CLAS avec le programme de simulation GSIM étant une représentation idéalisée, le programme de post-traitement des données GPP, pour *GSIM Post-Processor*, est appliqué aux données simulées afin d'obtenir une réponse plus réaliste, semblable à la réponse expérimentale. Les dysfonctionnements des scintillateurs de temps de vol et des chambres à dérive survenus lors de l'expérience sont pris en compte en éliminant des données simulées les contributions des éléments défectueux. Sont aussi prises en compte, les résolutions expérimentales avec l'ajustement des résolutions des données simulées sur ces dernières.

Algorithme de détermination des coupures

La procédure de détermination des coupures de sélection à partir des données simulées est décrite dans cette partie. La même procédure d'optimisation est appliquée séparément pour toutes les variables de sélection. A titre illustratif, la description de l'algorithme s'appuie sur l'exemple du carré de la masse manquante du système $ep \rightarrow ep\gamma_1 : M_{ep\gamma_1 X}^2$, dans la combinaison de détection EC/EC des photons les moins

énergétiques de l'événement.

Une coupure de sélection est définie par une borne supérieure B_{sup} et inférieure B_{inf} utilisées pour délimiter la zone de sélection selon,

$$B_{inf} \leq M_{ep\gamma_1 X}^2 \leq B_{sup}.$$

La figure 7.4 illustre les propos qui suivent. L'effet de la borne inférieure peut être quantifié en comptant le nombre d'événements au-dessus de cette coupure, celui de la borne supérieure en-dessous. Ramené au nombre d'événements total, cela permet de calculer le pourcentage d'événements conservé par d'une part le choix de borne inférieure et d'autre part de borne supérieure, noté respectivement R_{inf} et R_{sup} . Il est possible de déterminer pour une même valeur de borne inférieure et supérieure B les pourcentages d'événements R_{inf} et R_{sup} passant les coupures ainsi définies en comptant respectivement le nombre d'événements au-dessus et en-dessous de la valeur de coupure B . La variation de la valeur de cette coupure permet d'exprimer les pourcentages d'événements R_{inf} et R_{sup} en fonction de cette valeur.

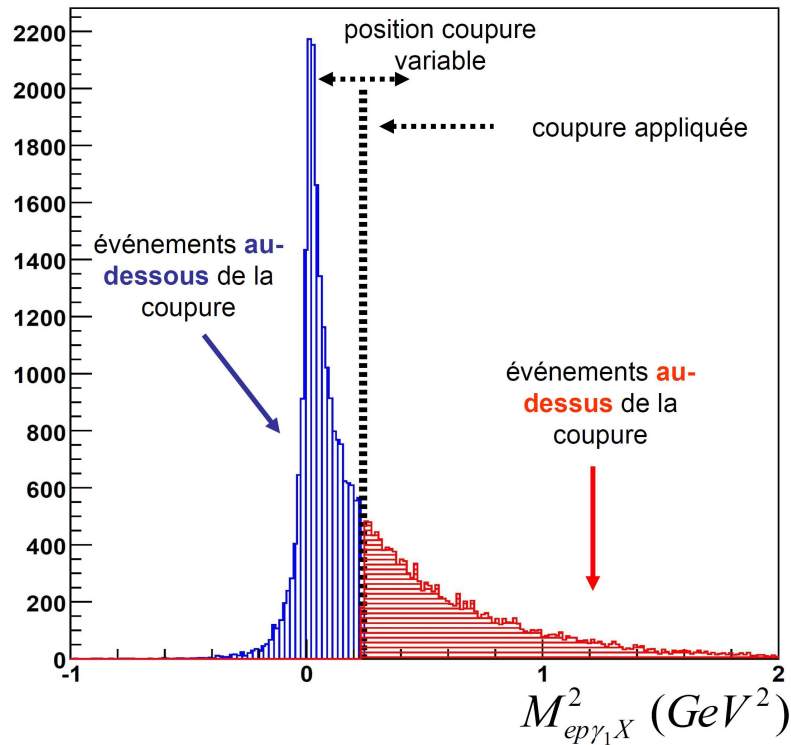


FIG. 7.4 – Illustration de la méthode d'optimisation des coupures de sélection. La ligne en tirets marque la valeur variable de la coupure appliquée pour la détermination des pourcentages d'événements R_{inf} et R_{sup} .

Les variations des pourcentages d'événements R_{inf} et R_{sup} en fonction de la valeur de la coupure, dont le tracé est donné pour la variable $M_{ep\gamma_1 X}^2$ par la figure 7.5, sont déterminées pour le signal, les événements $ep \rightarrow e\Delta^+\gamma \rightarrow ep\pi^0\gamma$ et pour le bruit de fond physique constitué par les événements $ep \rightarrow ep\pi^0\pi^0$. L'optimisation des

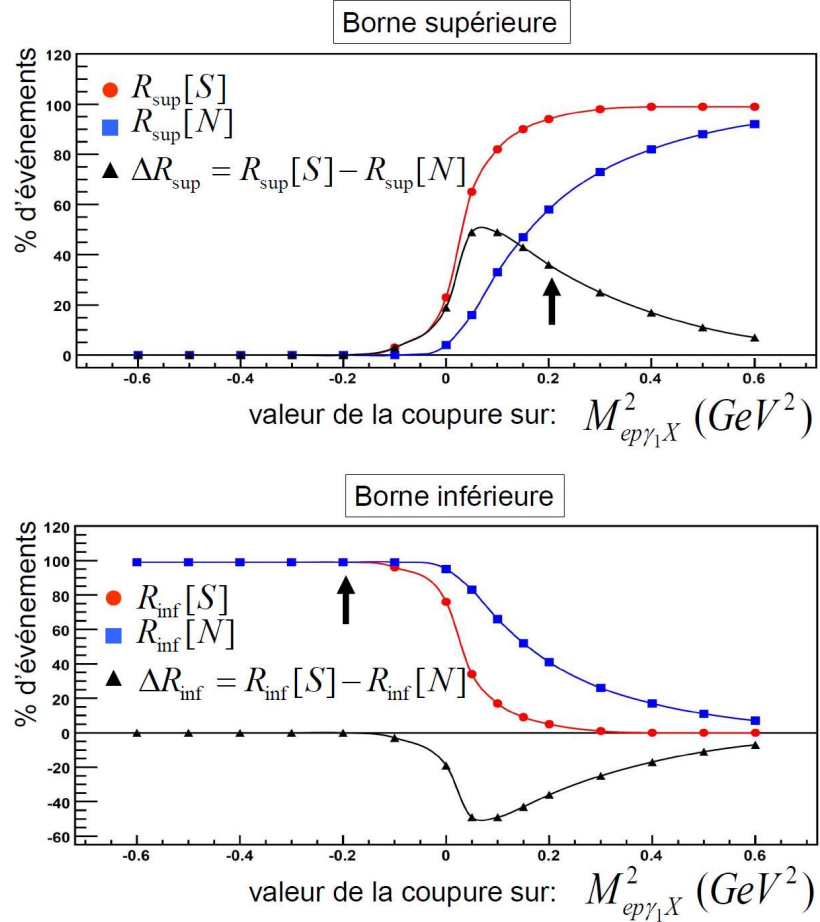


FIG. 7.5 – Variation des pourcentages d'événements R_{inf} et R_{sup} conservés après application des coupures de sélection. Les lettres S et N font respectivement référence au signal, points ronds, et au bruit de fond, points carrés. Les triangles donnent la valeur de la différence entre les réponses du signal et du fond. Les valeurs de coupure choisies sont indiquées par les flèches. Le tracé des courbes sert uniquement de guide pour la lecture de la figure.

coupsures peut être obtenue en se basant sur la différence ΔR entre les pourcentages d'événements R_{inf} et R_{sup} tels que déterminés pour le signal, $R_{inf}[S]$ et $R_{sup}[S]$ et le

buit de fond, $R_{inf}[N]$ et $R_{sup}[N]$. Cette différence est définie comme :

$$\Delta R_{inf} = R_{inf}[S] - R_{inf}[N] \quad (7.2)$$

$$\Delta R_{sup} = R_{sup}[S] - R_{sup}[N] \quad (7.3)$$

Un maximum des fonctions ainsi définies indique donc la valeur de coupure inférieure ou supérieure permettant de maximiser la sélection du signal par rapport au bruit. En pratique, la coupure est plutôt placée dans la région du maximum car les statistiques sont faibles, environ 3000 événements après sélection. L'application de coupures déterminées comme explicité ci-dessus serait trop sélective avec un nombre d'événements inférieur au millier.

Lors de l'analyse, il a été constaté que, pour certaines variables de sélection, une des différences de pourcentage ΔR ne présentait pas de maximum mais un plateau. C'est le cas pour la borne inférieure de la coupure sur la variable $M_{ep\gamma_1 X}^2$ comme visible sur la figure 7.5. Ceci signifie simplement qu'il n'existe pas de position optimale permettant de différencier le signal du bruit de fond pour la borne inférieure de coupure sur cette variable. Dans ce type de cas la coupure est placée juste avant la décroissance de la fonction ΔR associée et ce dans le but de diminuer les contaminations éventuelles.

Ainsi la coupure de sélection sur la masse manquante au carré $M_{ep\gamma_1 X}^2$ est définie par :

$$-0.2 \text{ GeV}^2 \leq M_{ep\gamma_1 X}^2 \leq 0.2 \text{ GeV}^2$$

Résultats et application des coupures de sélection

La présentation et la discussion des résultats obtenus pour la configuration EC/EC, les événements pour lesquels les deux photons les moins énergétiques de l'événement sont détectés dans les calorimètres électromagnétiques EC, est présentée dans cette partie. Les détails concernant les autres configurations de détection ont été regroupés en annexe B de ce document. Les valeurs des coupures de sélection telles que déterminées par la méthode d'optimisation sont données dans le tableau 7.1.

L'effet des coupures a ensuite été étudié. Cette étude a été menée en comparant les spectres des variables de sélection telles qu'obtenus pour les données expérimentales et simulées après l'application des coupures (hormis celles sur la variable observée). Les données simulées du canal $ep \rightarrow e\Delta^+\gamma \rightarrow ep\pi^0\gamma$ ont été utilisées. Les résultats de la comparaison sont visibles sur les figures 7.6 et 7.7.

L'accord entre données expérimentales et simulées diffèrent selon la variable de sélection considérée. Les moments manquants transverses p_x et p_y ainsi que la masse manquante au carré $M_{ep3\gamma X}^2$ présentent visuellement une résolution et une position du pic gaussien semblables pour les données expérimentales et simulées. Les écarts en position et/ou résolution entre données simulées et expérimentales observées pour

EC/EC	borne inférieure	borne supérieure
p_x (GeV)	-0.25	0.25
p_y (GeV)	-0.25	0.25
$M_{ep3\gamma X}^2$ (GeV ²)	-0.1	0.1
$E_{ep3\gamma X}$ (GeV)	-	0.5
$M_{ep\gamma_1 X}^2$ (GeV ²)	-0.2	0.2
$M_{ep\gamma_2\gamma_3 X}^2$ (GeV ²)	-0.4	0.2
$M_{e3\gamma X}$ (GeV)	0.4	1.2
$\Delta\Phi$ (degrés)	-	10

TAB. 7.1 – Valeurs de coupures de sélection établies pour la combinaison EC/EC.

les autres variables sont principalement dus à la contamination de l'échantillon de données par des événements de double électroproduction de π^0 .

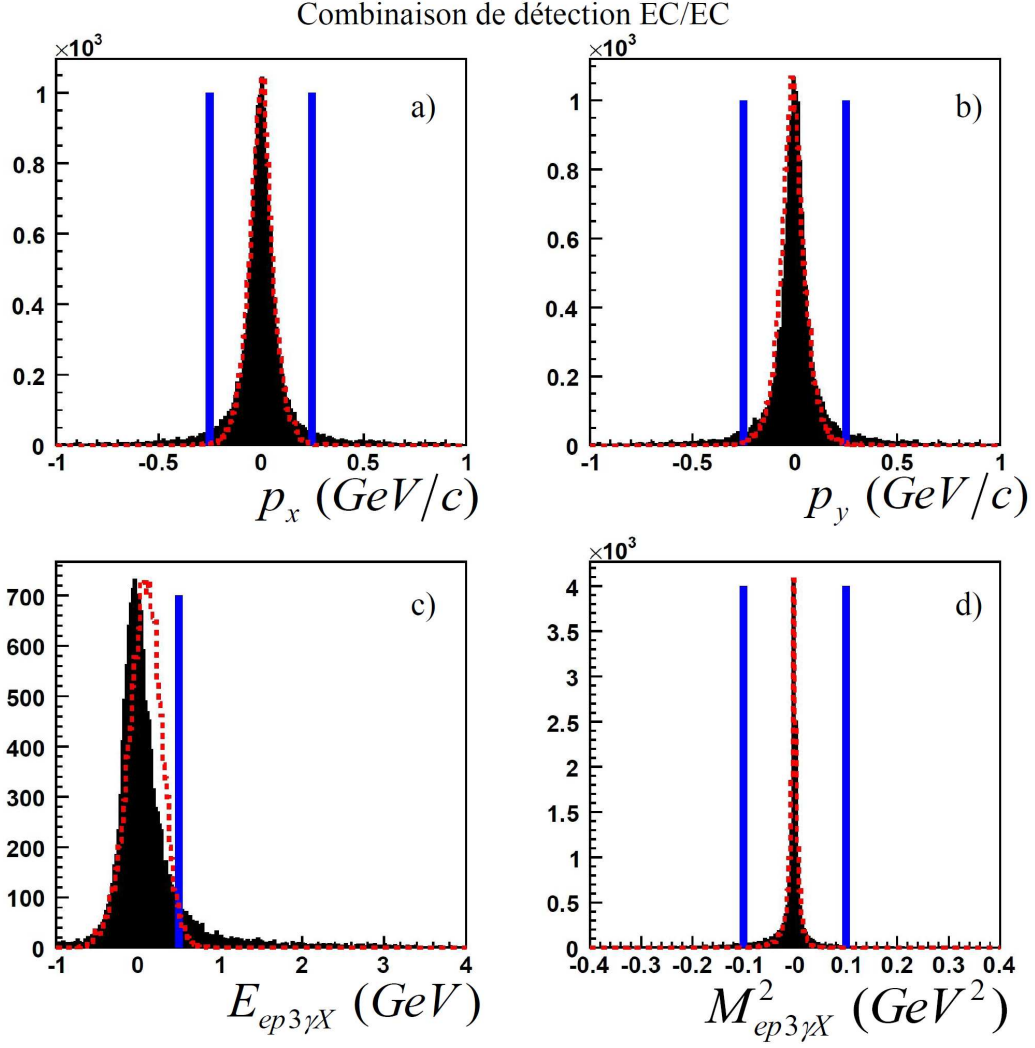


FIG. 7.6 – Comparaison entre données expérimentales et simulées des distributions de variables de sélection dans la combinaison de détection EC/EC. Les spectres en tirets sont expérimentaux, les noirs sont le résultat des simulations. Les spectres a) et b) correspondent respectivement à l'impulsion transverse manquante selon les directions x et y du système $ep \rightarrow ep\gamma_1\gamma_2\gamma_3$. Les figures c) et d) correspondent à l'énergie manquante et au carré de la masse manquante du même système. Les lignes verticales marquent la valeur des coupures de sélection.

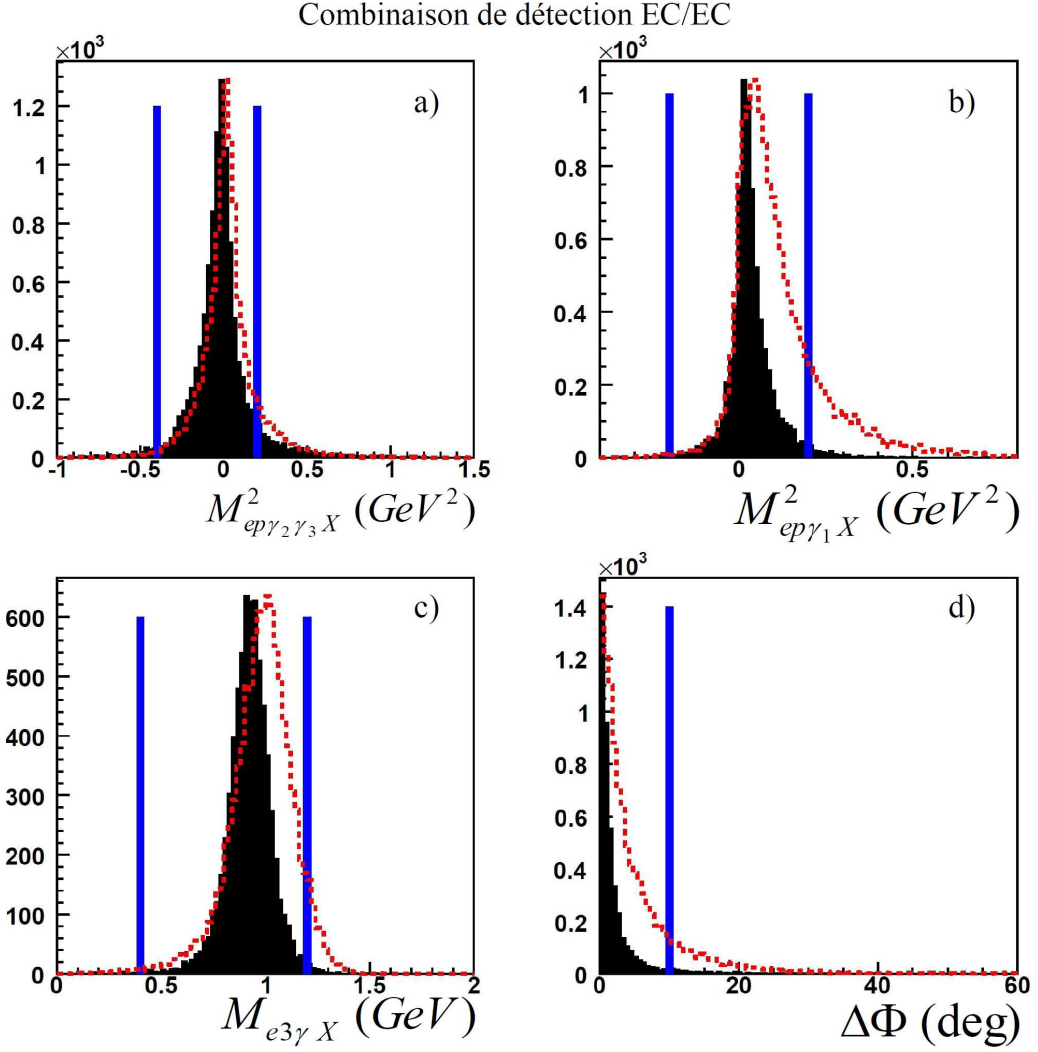


FIG. 7.7 – Comparaison entre données expérimentales et simulées des distributions de variables de sélection dans la combinaison de détection EC/EC (suite). Les histogrammes en tirets correspondent aux données expérimentales, les noirs aux simulées. Les spectres a) à d) correspondent respectivement aux masses manquantes au carré $M^2_{ep\gamma_1 X}$ et $M^2_{ep\gamma_2\gamma_3 X}$, à la masse manquante $M_{e3\gamma X}$ et à l'angle de coplanarité $\Delta\Phi$. Les lignes verticales illustrent les coupures de sélection appliquées.

7.2.2 Traitement de la contamination induite par l'électroproduction du méson ω

De tous les bruits de fond cités en introduction, l'électroproduction du méson ω est la réaction qui donne exactement l'état final $ep\pi^0\gamma$ recherché. En effet, la particule ω décroît, avec un rapport d'embranchement d'environ 9%, en paire photon-pion neutre, $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$.

Les masses invariantes des trois photons de l'état final $IM_{3\gamma}$, obtenues pour chaque configuration de détection des photons les moins énergétiques de l'événement, sont visibles sur la figure 7.8. Elle montre que la combinaison présentant le signal ω ayant le rapport signal sur bruit le plus élevé est la configuration de détection IC/IC. Une étude du canal $ep \rightarrow ep\omega \rightarrow ep\pi^0\gamma$ devrait donc privilégier cette combinaison. Les distributions en masse invariante ont été ajustées par la fonction f définie comme la somme d'une gaussienne et d'un polynôme d'ordre 3,

$$f(IM_{3\gamma}) = a_0 + a_1 IM_{3\gamma} + a_2 IM_{3\gamma}^2 + a_3 IM_{3\gamma}^3 + Ae^{-(IM_{3\gamma}-\mu)^2/2\sigma^2} \quad (7.4)$$

où A , μ , σ sont respectivement l'amplitude, la valeur moyenne et la largeur à mi-hauteur de la gaussienne. Les grandeurs a_0 , a_1 , a_2 , a_3 sont les coefficients du polynôme d'ordre trois. L'ensemble de ces variables constitue les paramètres d'ajustement de la fonction.

Toutes ces distributions présentent un pic autour de 780 MeV compatible avec la masse, 783 MeV, du méson ω . Les paramètres extraits de l'ajustement, valeur moyenne et largeur à mi-hauteur de la gaussienne, sont données dans le tableau 7.2. Ils sont utilisés pour définir une coupure supplémentaire permettant de rejeter les

configuration	μ (GeV)	σ (GeV)
EC/EC	0.761	0.054
IC/IC	0.778	0.028
IC/EC	0.779	0.029
EC/IC	0.775	0.047

TAB. 7.2 – Valeurs moyennes μ et largeurs à mi-hauteur σ du pic induit par le méson ω dans les distributions $IM_{3\gamma}$.

événements ayant une masse invariante $IM_{3\gamma}$ résonnante autour de la masse de la particule ω . Plus précisément sont rejetés les événements satisfaisant

$$\mu - 3\sigma < IM_{3\gamma} < \mu + 3\sigma . \quad (7.5)$$

7.2.3 Soustraction du bruit de fond combinatoire

L'application des critères de sélection décrits précédemment n'est pas suffisante pour identifier le pion neutre de l'état final. Un bruit de fond combinatoire subsiste

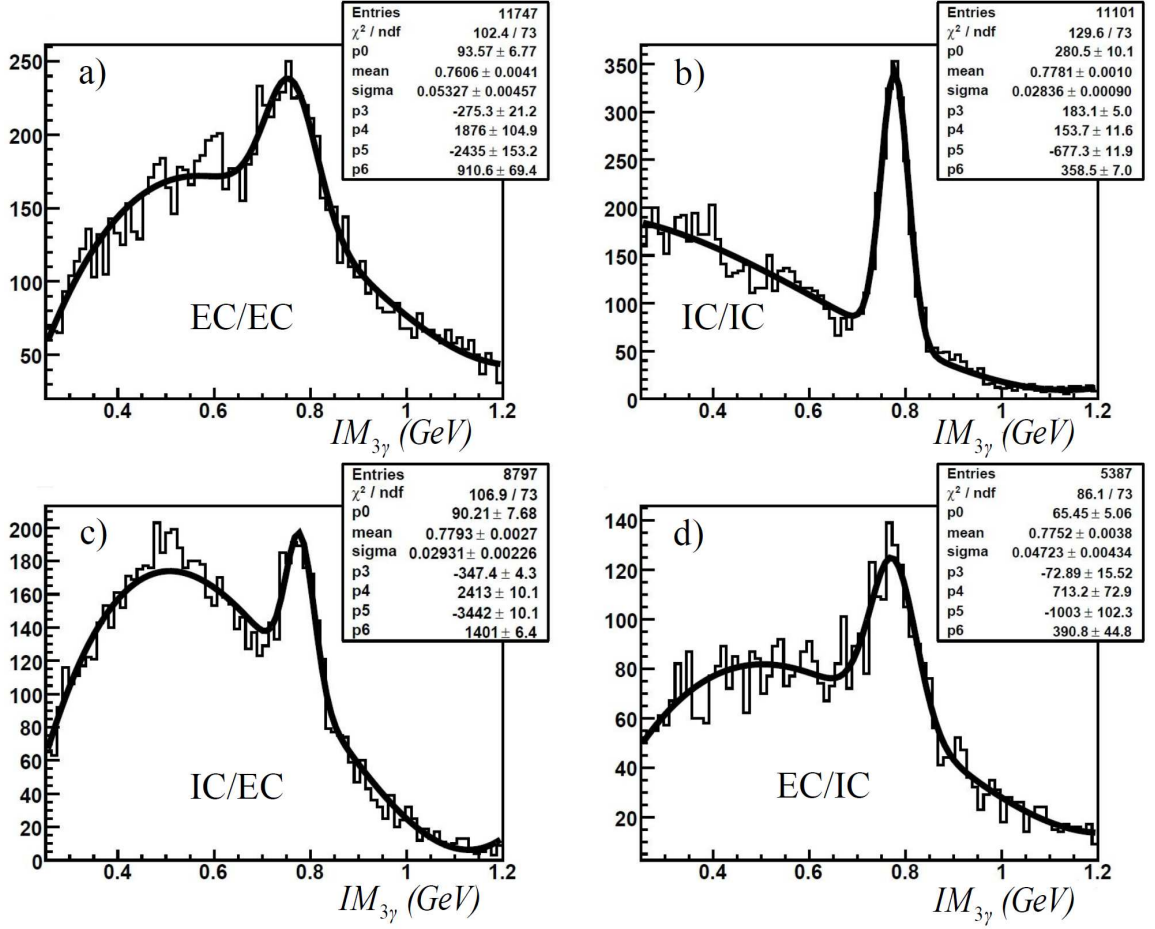


FIG. 7.8 – Masse invariante des 3 photons de l'état final pour chaque configuration de détection des photons les moins énergétiques de l'événement. Les images a) à d) correspondent respectivement aux configurations EC/EC, IC/IC, IC/EC et EC/IC. Ces distributions ont été ajustées par la somme d'une gaussienne et d'un polynôme de degrés trois.

comme illustré par la figure 7.9 montrant la masse invariante des 2 photons les moins énergétiques de l'événement. La présence de ce bruit de fond sous le pic associé aux pions neutres traduit l'incapacité de reconstruire parfaitement, à partir des photons et événement par événement, le méson π^0 de l'état final.

L'identification de cette particule est donc complétée par l'utilisation de la méthode du *sideband* décrite ci-après. Elle permet de quantifier et de soustraire le bruit de fond combinatoire présent sous le pic associé aux pions neutres et n'est valide que si la variation du bruit de fond sous le signal est linéaire. Après avoir décrit la méthode proprement dite, son application sera abordée. Puis, les résultats de son

application seront présentés et discutés.

Méthode

La première étape consiste en la définition de deux régions : une dite du signal et une seconde dite du fond. Ces régions sont définies pour la distribution expérimentale présentant le bruit de fond combinatoire et sont respectivement associées au pic et aux ailes de cette distribution. Cette dernière est qualifiée par la suite de distribution de référence. Une fois ces deux régions définies, il s'agit d'obtenir leur image dans une distribution tierce. L'image de la région du signal dans la distribution tierce comporte encore à ce stade une composante de bruit de fond. Cette contribution est soustraite en effectuant la différence entre la distribution tierce correspondant à la région du signal et la distribution tierce correspondant à la région du bruit.

Application

Dans le cas présent, la distribution de référence est la masse invariante des 2 photons supposés provenir de la décroissance du pion neutre de l'état final, $IM_{\gamma\gamma}$. Afin de pouvoir définir la région du signal et celle du fond, cette distribution est ajustée par la somme d'une gaussienne et d'un polynôme de degré trois. L'extraction des largeurs à mi-hauteur et des valeurs moyennes de la gaussienne permet de définir la région du signal comme les événements satisfaisant le critère :

$$\mu - 3\sigma \leq IM_{\gamma\gamma} \leq \mu + 3\sigma. \quad (7.6)$$

La sélection d'une région de largeur 3σ , de part et d'autre du pic à la masse du π^0 et suffisamment loin de celui-ci, définit la région du bruit. Cela permet de minimiser la possibilité que la région du fond comporte des événements issus du signal π^0 . La distribution tierce utilisée est $IM_{\gamma\gamma p}$ la masse invariante des 2 photons les moins énergétiques de l'événement et du proton de l'état final.

Résultats et discussions

Les résultats de l'application de la méthode du *sideband*, sur toute la statistique disponible et pour chaque combinaison de détection, sont montrées par les figures 7.10 et 7.11.

Les distributions $IM_{\pi^0 p}$, pour les configurations EC/EC et EC/IC, présentent toutes deux un premier pic à environ 1.232 GeV correspondant à l'état excité Δ^+ et un second pic à ~ 1.4 GeV correspondant à la seconde région des résonances. La troisième région des résonances y est aussi visible avec un épaulement à ~ 1.6 GeV pour la configuration EC/EC et un pic à cette même valeur pour la configuration EC/IC.

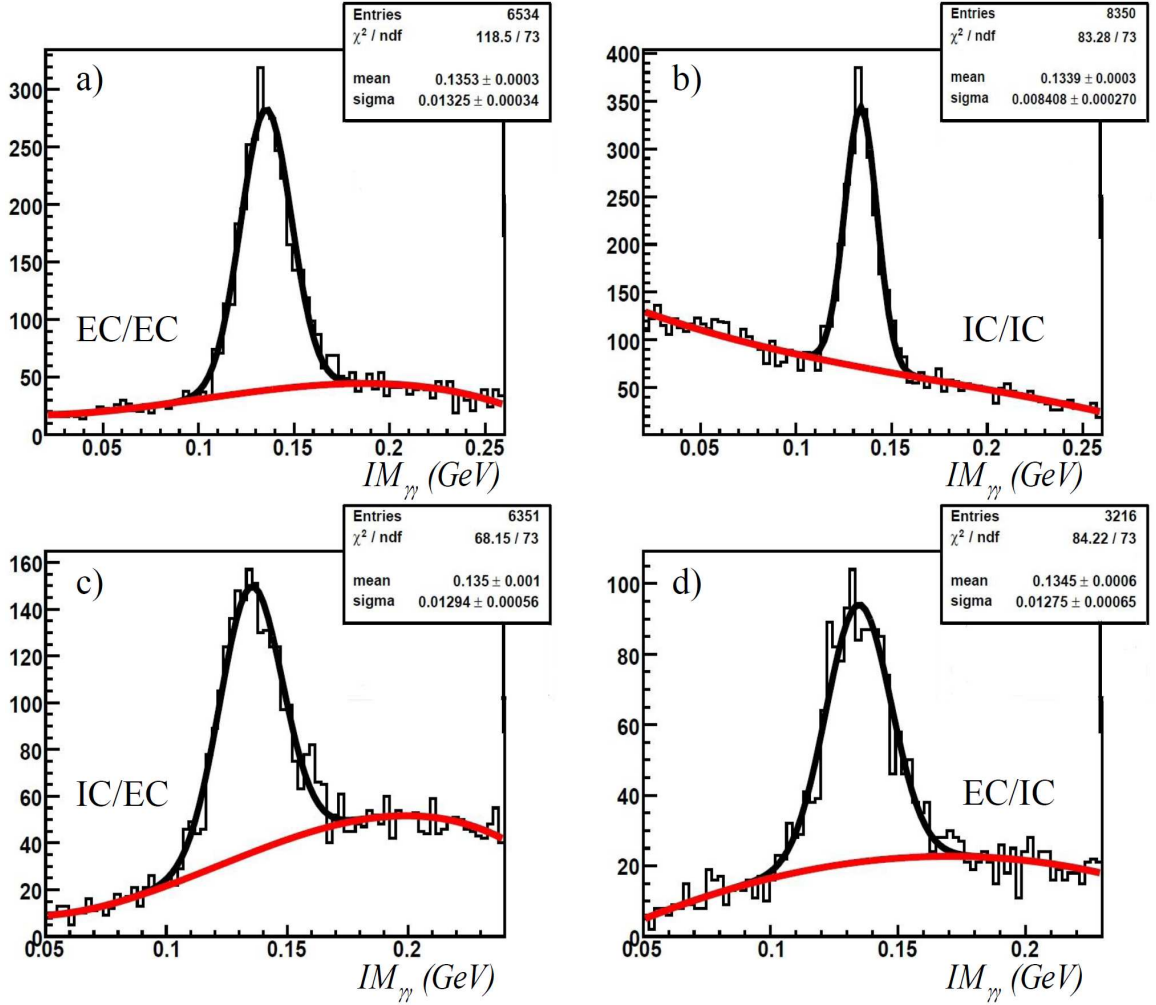


FIG. 7.9 – Masse invariante à 2 photons pour toutes les configurations de détection des photons les moins énergétiques de l'événement. Les images a) à d) correspondent respectivement aux configurations EC/EC, IC/IC, IC/EC et EC/IC. Ces distributions ont été ajustées par la somme, en noir, d'une gaussienne et d'un polynôme de degrés trois (en trait clair).

L'application du *sideband*, intégré sur toute la statistique disponible dans chaque configuration, permet d'estimer les nombres d'événements attendus. En particulier, la combinaison IC/IC ne présente aucun pic dans la distribution $IM_{\pi^0 p}$ à la masse du Δ^+ mais deux pics correspondant à la seconde et troisième région des résonances. Cette observation confirme les résultats obtenus dans la section 7.1.2, à savoir que la configuration IC/IC n'est pas la configuration de détection majoritaire pour les événements $ep \rightarrow e\Delta^+\gamma \rightarrow ep\pi^0\gamma$. La configuration IC/IC ne sera donc pas prise en

compte lors des prochaines étapes d'analyse, sa contribution étant négligeable. Les autres configurations respectent aussi la hiérarchie des prévisions effectuées à l'aide du générateur d'espace de phase.

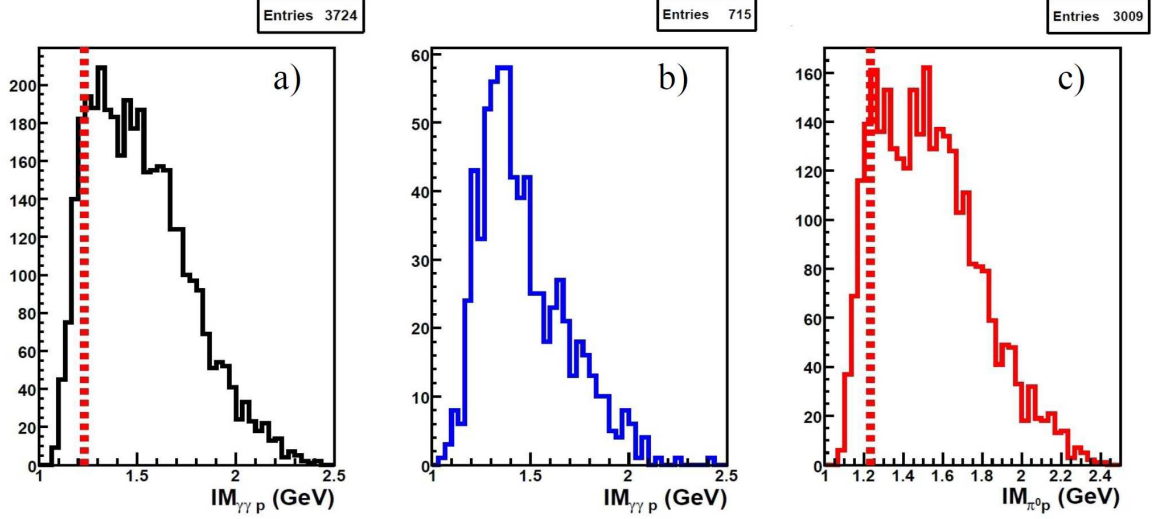
Les différences de réponse observées entre les combinaisons de détection rendent compte de la sélectivité cinématique de ces dernières. Les photons détectés aux angles avants seront, en général, plus énergétiques que ceux détectés à grand angle. De fait, les masses invariantes reconstruites à partir de ces photons et du proton sont d'autant plus grandes que les photons sont détectés à petit angle. Ainsi c'est la combinaison IC/IC qui permet d'accéder majoritairement aux plus grandes masses invariantes $IM_{\pi^0 p}$ et la combinaison EC/EC qui permet d'accéder aux plus faibles. Les combinaisons EC/IC et IC/EC se situent à mi-chemin des deux précédentes.

L'application de la méthode du *sideband* est valable si la variation du fond sous le pic correspondant au signal est linéaire. La modélisation du bruit de fond par un polynôme de degré trois pour la distribution de référence est donnée par la figure 7.9. Cette modélisation est le résultat de l'ajustement, décrit plus haut dans le texte, pour la définition des régions du signal et du bruit. La variation du bruit de fond obtenue, sous le pic correspondant au signal, est linéaire. Une étude a aussi été faite avec un modèle de fond linéaire pour l'ajustement. La comparaison des résultats obtenus dans les deux cas, n'a pas révélé de différences notables dans la limite des barres d'erreurs. Cette comparaison est décrite en section 7.4.2 lors de l'estimation des incertitudes de mesure.

L'application du sideband permet la signature des événements $ep \rightarrow ep\pi^0\gamma X$ parmi les événements $ep \rightarrow ep\gamma\gamma\gamma X$. Cette méthode doit cependant être appliquée pour chaque région cinématique définie¹, autrement dit *bin* par *bin*.

¹Le mot anglais *bin* est utilisé par la suite car aucune traduction satisfaisante n'a été trouvée.

Combinaison de détection EC/EC



Combinaison de détection IC/IC

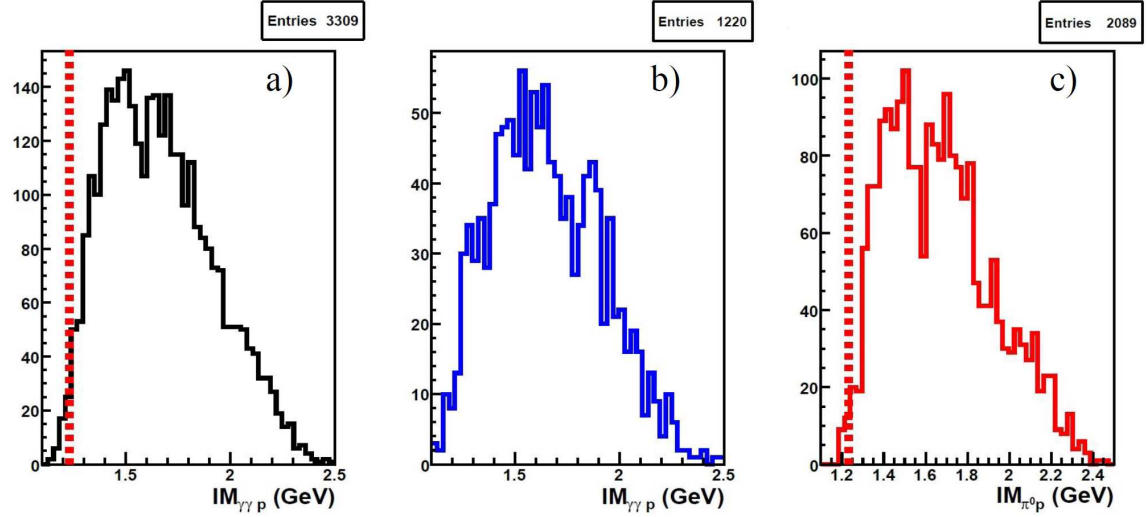


FIG. 7.10 – Application de la méthode du sideband. Les spectres présentés sont associés aux configurations de détection EC/EC et IC/IC. Les spectres a) et b) correspondent respectivement à la distribution en masse invariante $IM_{\gamma\gamma p}$ pour la région du signal π^0 et du fond. Le spectre c) est le résultat de l'application de la méthode du sideband. Il montre la distribution en masse invariante $IM_{\pi^0 p}$. La ligne verticale en tirets marque la valeur de la masse du Δ^+ .

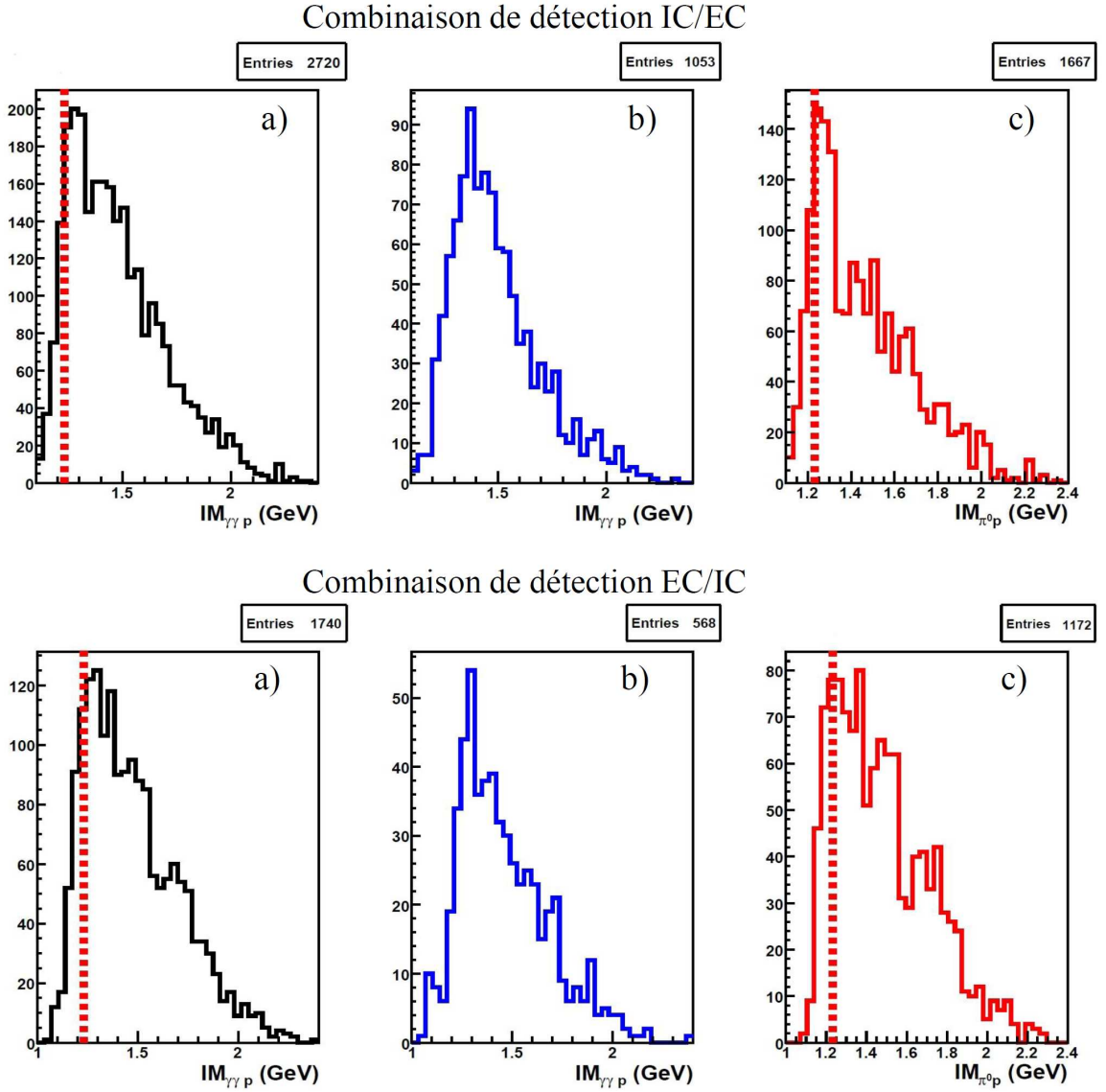


FIG. 7.11 – Application de la méthode du sideband. Les spectres sont les mêmes que ceux de la figure 7.10 mais pour les configurations IC/EC et EC/IC.

7.2.4 Espace de phase des événements $ep \rightarrow ep\pi^0\gamma X$

La figure 7.12 présente l'espace de phase couvert par les événements $ep \rightarrow ep\pi^0\gamma X$. Elle donne la corrélation entre les variables cinématiques Q^2 , $-t$, W et x_B .

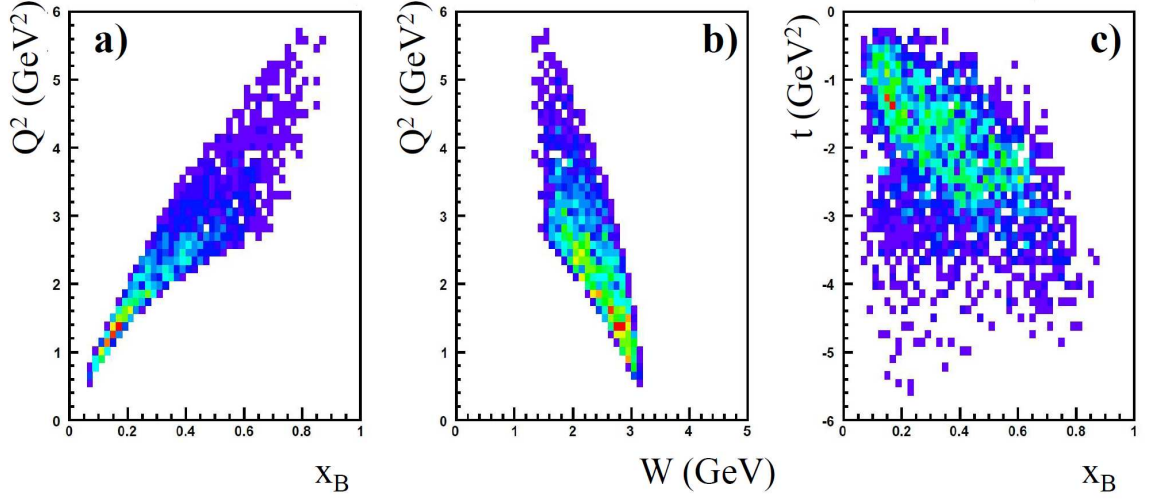


FIG. 7.12 – Espace de phase des événements $ep \rightarrow ep\pi^0\gamma X$. Les images a) à c) montrent respectivement les corrélations (Q^2, x_B) , (Q^2, W) et (t, x_B) .

La cinématique moyenne est évaluée à :

$$\begin{aligned}\langle Q^2 \rangle &= 2.5 \text{ GeV}^2 \\ \langle -t \rangle &= 2 \text{ GeV}^2 \\ \langle W \rangle &= 2.29 \text{ GeV} \\ \langle x_B \rangle &= 0.38\end{aligned}$$

7.2.5 Asymétrie de spin du faisceau des événements $ep \rightarrow ep\pi^0\gamma X$ dans la région du Δ^+

L'asymétrie (BSA, acronyme pour *Beam Spin Asymmetry*) des événements $ep \rightarrow ep\pi^0\gamma X$ dans la région du Δ^+ est donnée dans cette section. Il s'agit de montrer le résultat de l'analyse à ce stade d'identification de la réaction $ep \rightarrow ep\pi^0\gamma$. En particulier, cela donne un aperçu de l'ampleur des incertitudes statistiques.

Découpage cinématique : *binning*

Après sélection et application de la méthode du *sideband*, la configuration EC/EC compte environ 3000 événements. Cette configuration est la plus abondante. Les configurations EC/IC et IC/EC compte chacune de l'ordre d'un millier d'événements. Compte tenu de la faible statistique, un découpage cinématique unidimensionnel selon la variable Φ , l'angle entre les plans hadronique et leptonique, a été retenu. Le détail de

celui-ci est présenté dans le tableau 7.3. Aussi, seuls les événements de la configuration de détection EC/EC sont étudiés par la suite.

Φ (degrés)
$0 \leq \Phi < 72$
$72 \leq \Phi < 144$
$144 \leq \Phi < 216$
$216 \leq \Phi < 288$
$288 \leq \Phi < 360$

TAB. 7.3 – Découpage cinématique selon la variable Φ pour l'analyse $ep \rightarrow ep\pi^0\gamma$ dans la région du Δ^+ .

Résultats

L'asymétrie des événements $ep \rightarrow ep\pi^0\gamma X$ est définie à partir des nombres d'événements comme :

$$A_{ep \rightarrow ep\pi^0\gamma X} = \frac{\frac{1}{P}N_{ep \rightarrow ep\pi^0\gamma X}^+ - \frac{1}{P}N_{ep \rightarrow ep\pi^0\gamma X}^-}{N_{ep \rightarrow ep\pi^0\gamma X}^+ + N_{ep \rightarrow ep\pi^0\gamma X}^-} \quad (7.7)$$

Les nombres d'événements $N_{ep \rightarrow ep\pi^0\gamma X}^\pm$ sont déterminés pour chaque bin cinématique en intégrant les spectres $IM_{\pi^0 p}$ correspondants. Les nombres $\frac{1}{P}N_{ep \rightarrow ep\pi^0\gamma X}^\pm$ sont obtenus de manière similaire mais en intégrant cette fois-ci les spectres $IM_{\pi^0 p}$ préalablement pondérés, événement par événement, par la polarisation du faisceau d'électrons. C'est le domaine d'intégration de ces spectres qui permet de définir la région du Δ^+ . Dans la présente étude, cette région est définie comme :

$$1.08 \text{ GeV} \leq IM_{\pi^0 p} \leq 1.32 \text{ GeV} \quad (7.8)$$

L'asymétrie obtenue est présentée par la figure 7.13. Une variation de l'asymétrie est visible malgré la grandeur des incertitudes statistiques. Sachant que le fond induit par la double production de pions neutres n'a pas encore été soustrait, l'incertitude statistique ne peut qu'augmenter. A ce stade de l'analyse, il est donc difficile de présumer de l'existence d'un signal non nul après application de ladite soustraction.

7.3 Identification des événements $ep \rightarrow ep\pi^0\gamma$

Il faut maintenant procéder à la soustraction du bruit de fond engendrée par la mesure partielle de la double électroproduction de pions neutres $ep \rightarrow ep\pi^0\pi^0 \rightarrow ep\pi^0\gamma(\gamma)$. Ceci constitue la dernière étape en vue de l'évaluation du signal $ep \rightarrow$

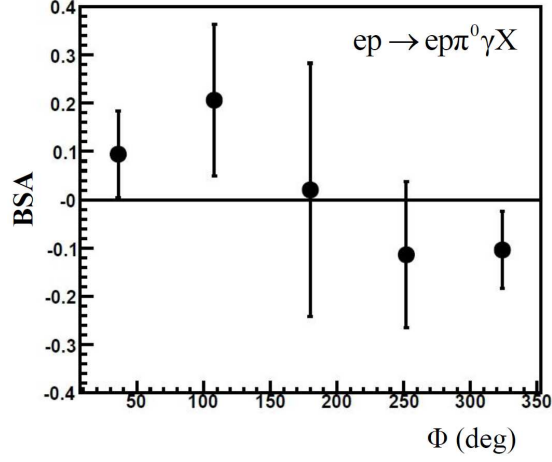


FIG. 7.13 – Asymétrie de spin du faisceau des événements $ep \rightarrow ep\pi^0\gamma X$ dans la région du Δ^+ en fonction de Φ . Les barres d'erreur sont d'origine statistique.

$ep\pi^0\gamma$. Le principe de la soustraction est d'abord décrit. Puis les niveaux de contamination des événements $ep \rightarrow ep\pi^0\gamma X$ par les événements $ep \rightarrow ep\pi^0\pi^0 \rightarrow ep\pi^0\gamma(\gamma)$ sont donnés. L'analyse des événements $ep\pi^0\pi^0$ exclusifs, nécessaire à la méthode de soustraction, est décrite à part et en détails en chapitre 8. Cette séparation est opérée dans un souci de clarté pour ne pas alourdir les propos tenus dans cette section.

Principe

Les événements contaminant les données sont ceux où seulement trois des quatre photons produits sont détectés dans le spectromètre CLAS. Ainsi le nombre total d'événement sélectionnés par le filtre $ep \rightarrow ep\pi^0\gamma$ est la somme du nombre d'événements $ep \rightarrow ep\pi^0\gamma$ d'intérêt (noté $N_{ep \rightarrow ep\pi^0\gamma}$) et du nombre d'événements de double production de π^0 où l'un des photons de décroissance échappe à la détection (noté $N_{ep \rightarrow ep\pi^0\pi^0}^{3\gamma}$) :

$$N_{ep \rightarrow ep\pi^0\gamma X} = N_{ep \rightarrow ep\pi^0\gamma} + N_{ep \rightarrow ep\pi^0\pi^0}^{3\gamma} . \quad (7.9)$$

L'algorithme utilisé pour procéder à la soustraction est celui présenté dans [53] et repose sur le principe suivant : il est possible d'avoir accès expérimentalement au nombre d'événements $ep \rightarrow ep\pi^0\pi^0$ avec quatre photons détectés, $N_{ep \rightarrow ep\pi^0\pi^0}^{4\gamma}$. En particulier la section efficace de la réaction $ep \rightarrow ep\pi^0\pi^0$ vérifie :

$$\sigma_{ep \rightarrow ep\pi^0\pi^0} \propto \frac{N_{ep \rightarrow ep\pi^0\pi^0}^{4\gamma}}{Acc_{ep \rightarrow ep\pi^0\pi^0}^{4\gamma}} \quad (7.10)$$

avec $Acc_{ep \rightarrow ep\pi^0\pi^0}^{4\gamma}$, l'acceptance des événements de double production de π^0 à quatre photons détectés ². De même,

$$\sigma_{ep \rightarrow ep\pi^0\pi^0} \propto \frac{N_{ep \rightarrow ep\pi^0\pi^0}^{3\gamma}}{Acc_{ep \rightarrow ep\pi^0\pi^0}^{3\gamma}} \quad (7.11)$$

avec $Acc_{ep \rightarrow ep\pi^0\pi^0}^{3\gamma}$, l'acceptance des événements de double production de π^0 à trois photons détectés ayant passé les coupures de sélection $ep \rightarrow ep\pi^0\gamma$. La combinaison des équations 7.10 et 7.11 permet d'écrire :

$$N_{ep \rightarrow ep\pi^0\pi^0}^{3\gamma} = N_{ep \rightarrow ep\pi^0\pi^0}^{4\gamma} \frac{Acc_{ep \rightarrow ep\pi^0\pi^0}^{3\gamma}}{Acc_{ep \rightarrow ep\pi^0\pi^0}^{4\gamma}} \quad (7.12)$$

Le rapport d'acceptance est déterminé via l'utilisation de simulations Monte-Carlo. Un certain nombre d'événements de double production de pions neutres est simulé à partir d'un générateur d'espace de phase. L'interaction des particules générées dans le spectromètre est ensuite simulée à l'aide de la chaîne de programme de simulation de l'appareillage de détection. Puis, les données simulées sont analysées selon le même schéma que les données expérimentales. Le rapport d'acceptance est alors obtenu par une règle de trois :

$$\frac{Acc_{ep \rightarrow ep\pi^0\pi^0}^{3\gamma}}{Acc_{ep \rightarrow ep\pi^0\pi^0}^{4\gamma}} = \frac{N_{\pi^0\pi^0}^{3\gamma} \text{ sim}}{N_{\pi^0\pi^0}^{4\gamma} \text{ sim}} \quad (7.13)$$

avec $N_{\pi^0\pi^0}^{3\gamma} \text{ sim}$ et $N_{\pi^0\pi^0}^{4\gamma} \text{ sim}$ définis identiquement à $N_{ep \rightarrow ep\pi^0\pi^0}^{3\gamma}$ et $N_{ep \rightarrow ep\pi^0\pi^0}^{4\gamma}$ mais à partir de données simulées. L'équation 7.9 peut alors se réécrire :

$$N_{ep \rightarrow ep\pi^0\gamma} = N_{ep \rightarrow ep\pi^0\gamma X} - N_{ep \rightarrow ep\pi^0\pi^0}^{4\gamma} \frac{N_{\pi^0\pi^0}^{3\gamma} \text{ sim}}{N_{\pi^0\pi^0}^{4\gamma} \text{ sim}} \quad (7.14)$$

$$N_{ep \rightarrow ep\pi^0\gamma} = N_{ep \rightarrow ep\pi^0\gamma X} (1 - R) \quad (7.15)$$

avec R défini comme :

$$R = \frac{N_{ep \rightarrow ep\pi^0\pi^0}^{4\gamma}}{N_{ep \rightarrow ep\pi^0\gamma X}} \frac{N_{\pi^0\pi^0}^{3\gamma} \text{ sim}}{N_{\pi^0\pi^0}^{4\gamma} \text{ sim}}. \quad (7.16)$$

Cette méthode permet une soustraction du bruit de fond *bin* par *bin* et une correction dépendante de l'état d'hélicité. Appliquée *bin* par *bin* et pour chaque état d'hélicité, l'équation 7.15 devient :

$$N_{ep \rightarrow ep\pi^0\gamma}^{\pm}(bin) = N_{ep \rightarrow ep\pi^0\gamma X}^{\pm}(bin)(1 - R^{\pm}(bin)) \quad (7.17)$$

²L'acceptance étant définie comme le nombre de fois où l'on a effectivement reconstruit un type d'événement donné divisé par le nombre de fois où ce type d'événement s'est produit.

avec R défini comme :

$$R^{\pm}(bin) = \frac{N_{ep \rightarrow ep\pi^0\pi^0}^{4\gamma\pm}(bin)}{N_{ep \rightarrow ep\pi^0\gamma X}^{\pm}(bin)} \frac{N_{\pi^0\pi^0}^{3\gamma}{}_{sim}(bin)}{N_{\pi^0\pi^0}^{4\gamma}{}_{sim}(bin)} . \quad (7.18)$$

La grandeur R est le pourcentage d'événements $ep \rightarrow ep\pi^0\pi^0$ mal identifiés en événements $ep \rightarrow ep\pi^0\gamma$.

Résultats

La figure 7.14 montre la contamination R calculée pour chaque état d'hélicité dans la région du Δ^+ . La contribution des événements $ep \rightarrow ep\pi^0\gamma$ au signal $ep \rightarrow ep\pi^0\gamma X$ est estimée à 70-75%.

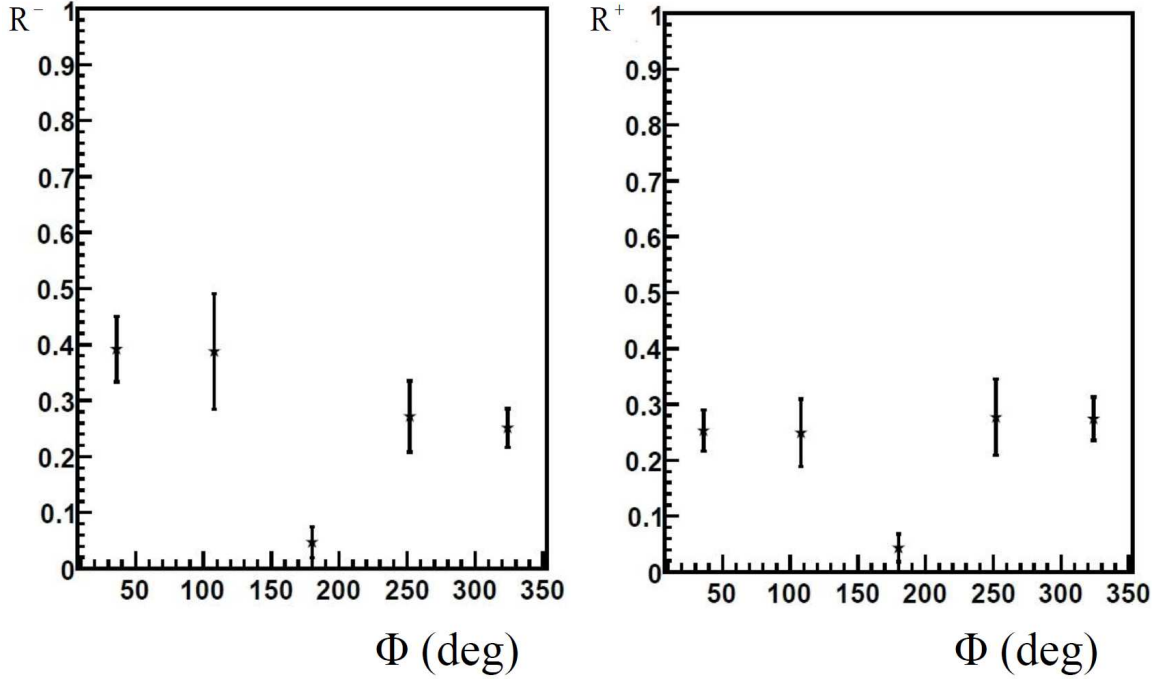


FIG. 7.14 – Contamination R^{\pm} des événements $ep \rightarrow ep\pi^0\gamma X$ par les événements $ep \rightarrow ep\pi^0\pi^0 \rightarrow ep\pi^0\gamma(\gamma)$ dans la région du Δ^+ en fonction de l'angle Φ entre les plans hadronique et leptonique. Les barres d'erreur sont d'origine statistique.

7.3.1 Asymétrie de spin du faisceau des événements $ep \rightarrow ep\pi^0\gamma$ dans la région du Δ^+

L'asymétrie de spin du faisceau de la réaction $ep \rightarrow ep\pi^0\gamma$ s'exprime à partir des nombres d'événements selon

$$A = \frac{\frac{1}{P}N_{ep\pi^0\gamma}^+ - \frac{1}{P}N_{ep\pi^0\gamma}^-}{N_{ep\pi^0\gamma}^+ + N_{ep\pi^0\gamma}^-} . \quad (7.19)$$

Les nombres d'événements $N_{ep\pi^0\gamma}^\pm$ sont déterminés à partir de l'équation 7.17. Les nombres $\frac{1}{P}N_{ep\pi^0\gamma}^\pm$ sont obtenus à partir de la même équation mais les grandeurs intervenant dans leur définition sont déterminées à partir de spectres pondérés par la polarisation du faisceau d'électrons.

Le résultat final, pour l'asymétrie des événements $ep \rightarrow ep\pi^0\gamma$ dans la région du Δ^+ , est donné par la figure 7.15. Au regard des barres d'erreur, la statistique

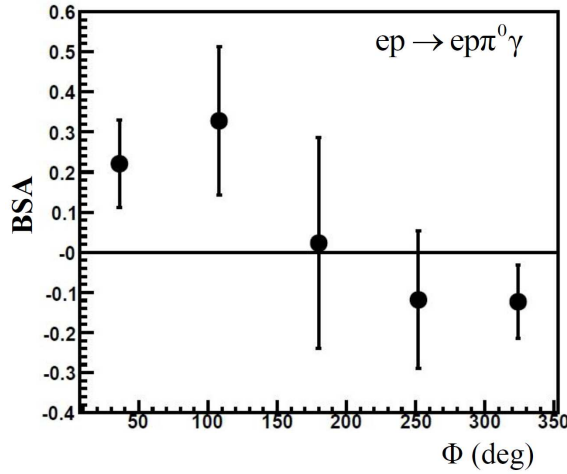


FIG. 7.15 – Asymétrie de spin du faisceau pour la réaction $ep \rightarrow ep\pi^0\gamma$ dans la région du Δ^+ . L'asymétrie est donnée en fonction de Φ , l'angle entre les plans hadronique et leptonique. Les barres d'erreur sont d'origine statistique.

se révèle être un facteur limitant pour cette analyse. Cependant, malgré la grandeur des incertitudes statistiques, l'asymétrie obtenue est clairement différente d'une constante. Elle est positive sur le domaine angulaire $\Phi \in [0; 180]^\circ$ et négative sur la région $\Phi \in]180; 360]^\circ$. Compte tenu de la taille des barres d'erreur, il est difficile de se prononcer sur son amplitude. L'ordre de grandeur de 20% peut néanmoins être avancé. Cette extraction d'asymétrie de spin du faisceau pour la réaction $ep \rightarrow ep\pi^0\gamma$ dans la région du Δ^+ constitue une première à notre connaissance.

7.4 Incertitudes de mesure

Ici sont décrites les méthodes utilisées pour l'estimation des incertitudes de mesure de l'asymétrie de spin du faisceau. Le cas des incertitudes statistiques est traité en premier lieu. Les origines et l'estimation associées aux incertitudes systématiques sont abordées dans un second temps.

7.4.1 Incertitudes statistiques

Afin de simplifier l'évaluation des incertitudes statistiques, la variation de la polarisation durant la prise de données est négligée. L'incertitude statistique ΔA sur l'asymétrie de spin du faisceau est dérivée de l'expression 7.19 de ladite asymétrie selon,

$$(\Delta A)^2 = \left(\frac{\partial A}{\partial N_{ep\pi^0\gamma}^+} \right)^2 (\Delta N_{ep\pi^0\gamma}^+)^2 + \left(\frac{\partial A}{\partial N_{ep\pi^0\gamma}^-} \right)^2 (\Delta N_{ep\pi^0\gamma}^-)^2 \quad (7.20)$$

$$(\Delta A)^2 = \frac{1}{P^2} \frac{4[(N_{ep\pi^0\gamma}^- \Delta N_{ep\pi^0\gamma}^+)^2 + (N_{ep\pi^0\gamma}^+ \Delta N_{ep\pi^0\gamma}^-)^2]}{(N_{ep\pi^0\gamma}^+ + N_{ep\pi^0\gamma}^-)^4} \quad (7.21)$$

où l'incertitude statistique $\Delta N_{ep \rightarrow ep\pi^0\gamma}^\pm$ sur les nombres d'événements $ep \rightarrow ep\pi^0\gamma$ est dérivée de l'équation 7.17

$$(\Delta N_{ep\pi^0\gamma}^\pm)^2 = \left(\frac{\partial N_{ep\pi^0\gamma}^\pm}{\partial N_{ep\pi^0\gamma X}^\pm} \right)^2 (\Delta N_{ep\pi^0\gamma X}^\pm)^2 + \left(\frac{\partial N_{ep\pi^0\gamma}^\pm}{\partial R^\pm} \right)^2 (\Delta R^\pm)^2 \quad (7.22)$$

$$(\Delta N_{ep\pi^0\gamma}^\pm)^2 = N_{ep\pi^0\gamma X}^\pm [(1 - R^\pm)^2 + N_{ep\pi^0\gamma X}^\pm (\Delta R^\pm)^2] . \quad (7.23)$$

L'incertitude statistique ΔR^\pm sur le rapport R^\pm est obtenue par derivation de l'équation 7.18

$$\begin{aligned} (\Delta R^\pm)^2 &= \left(\frac{\partial R^\pm}{\partial N_{ep\pi^0\gamma X}^\pm} \right)^2 (\Delta N_{ep\pi^0\gamma X}^\pm)^2 + \left(\frac{\partial R^\pm}{\partial N_{ep\pi^0\pi^0}^\pm} \right)^2 (\Delta N_{ep\pi^0\pi^0}^\pm)^2 + \\ &\quad \left(\frac{\partial R^\pm}{\partial N_{\pi^0\pi^0}^{4\gamma \text{ sim}}} \right)^2 (\Delta N_{\pi^0\pi^0}^{4\gamma \text{ sim}})^2 + \left(\frac{\partial R^\pm}{\partial N_{\pi^0\pi^0}^{3\gamma \text{ sim}}} \right)^2 (\Delta N_{\pi^0\pi^0}^{3\gamma \text{ sim}})^2 \end{aligned} \quad (7.24)$$

$$(\Delta R^\pm)^2 = (R^\pm)^2 \left(\frac{1}{N_{ep\pi^0\gamma X}^\pm} + \frac{1}{N_{ep\pi^0\pi^0}^\pm} + \frac{1}{N_{\pi^0\pi^0}^{4\gamma \text{ sim}}} + \frac{1}{N_{\pi^0\pi^0}^{3\gamma \text{ sim}}} \right) . \quad (7.25)$$

Une comparaison des estimations des incertitudes statistiques avec les systématiques est donnée dans la section suivante.

7.4.2 Incertitudes systématiques

Trois sources d'incertitude systématique ont été identifiées. Elles sont associées à la mesure de la polarisation du faisceau d'électrons, à la soustraction du bruit de fond combinatoire par la méthode du *sideband* et enfin à la soustraction du bruit de fond engendré par les événements $ep \rightarrow ep\pi^0\pi^0 \rightarrow ep\pi^0\gamma(\gamma)$ mal identifiés en événements $ep \rightarrow ep\pi^0\gamma$. Dans la suite, les trois contributions sont traitées dans l'ordre de leur introduction. Une estimation des valeurs correspondantes est donnée à la fin de cette section.

Polarisation du faisceau

La mesure de l'asymétrie de spin du faisceau est basée sur le concept même de polarisation du faisceau qui joue donc un rôle prépondérant dans la mesure de cette observable. Une estimation de l'erreur sur la mesure de la polarisation ΔP provient de la référence [38] où cette dernière est de la forme :

$$\Delta P = \pm 0.01 \pm 0.022P \quad (7.26)$$

Le premier terme est d'origine statistique et le second tient compte des incertitudes systématiques sur la mesure de la polarisation P . La valeur moyenne de la polarisation, $\bar{P} = 0.794$, conduit à une erreur maximale sur P de $\Delta P = 0.028$. L'incertitude systématique ΔA_{syst}^P induite sur l'asymétrie est alors estimée par

$$\Delta A_{syst}^P = \frac{\Delta P}{P} |A| \quad (7.27)$$

où A est la valeur de l'asymétrie.

Soustraction du bruit de fond combinatoire

L'incertitude systématique induite sur l'asymétrie par la méthode du *sideband* est notée ΔA_{syst}^{Side} . Comme mentionné en section 7.2.3, cette méthode n'est valable que si la variation du bruit de fond sous le pic correspondant au signal est linéaire. Lors de cette analyse, il a été montré qu'un modèle de fond polynomial d'ordre trois permettait d'obtenir une variation linéaire du fond sous le signal. Une estimation de l'incertitude ΔA_{syst}^{Side} peut donc être obtenue en comparant les résultats d'asymétrie de spin du faisceau obtenus précédemment avec ceux obtenus en utilisant un modèle de fond linéaire. L'incertitude systématique ΔA_{syst}^{Side} peut alors être estimée par

$$\Delta A_{syst}^{Side} = \frac{|A_{pol3} - A_{pol1}|}{2} \quad (7.28)$$

où A_{pol3} et A_{pol1} sont respectivement la valeur de l'asymétrie obtenue avec les modèles de fond polynomial d'ordre 3 et linéaire.

Soustraction du bruit de fond $ep \rightarrow ep\pi^0\pi^0 \rightarrow ep\pi^0\gamma(\gamma)$

La soustraction de ce bruit de fond est basée sur l'utilisation de données simulées. Les incertitudes systématiques ont pour origine l'utilisation de modèles Monte-Carlo pour la génération des événements. Dans la présente analyse, la génération des événements $ep \rightarrow ep\pi^0\pi^0$ a été effectuée à l'aide d'un générateur d'espace de phase. L'incertitude systématique induite sur l'asymétrie par l'utilisation de données simulées est notée ΔA_{syst}^{MC} . Cette incertitude pourrait être estimée en comparant les résultats obtenus avec le générateur d'espace de phase et ceux obtenus en utilisant un autre type de générateur d'événements. Cependant, il n'existe pas pour le canal concerné un tel générateur.

L'incertitude ΔA_{syst}^{MC} est donc estimée en comparant, pour le canal $ep \rightarrow ep\pi^0\pi^0$, la forme des spectres d'un jeu de variable cinématique telles qu'obtenus à partir des données simulées et expérimentales. L'incertitude relative $\frac{\Delta A_{syst}^{MC}}{A}$ est estimée à environ 20%.

Résultats des estimations

Les incertitudes obtenues pour tous les points cinématiques sont reportées dans le tableau 7.4. Les valeurs estimées d'incertitude statistique sont les plus importantes

Φ (deg)	A	ΔA_{syst}^P	ΔA_{syst}^{Side}	ΔA_{syst}^{MC}	ΔA_{stat}
$0 \leq \Phi < 72$	0.2207	0.0078	0.0225	0.0486	0.1086
$72 \leq \Phi < 144$	0.3277	0.0116	0.1264	0.0655	0.1840
$144 \leq \Phi < 216$	0.0230	0.0008	0.0027	0.0051	0.2634
$216 \leq \Phi < 288$	-0.1185	0.0042	0.0397	0.0237	0.1712
$288 \leq \Phi < 360$	-0.1234	0.0044	0.0022	0.0247	0.0909

TAB. 7.4 – Valeurs des différentes incertitudes sur l'asymétrie de spin du faisceau de la réaction $ep \rightarrow ep\pi^0\gamma$ dans la région du Δ^+ .

de toutes. En général, elles sont d'un ou deux ordres de grandeur au-dessus des incertitudes systématiques imputables à la mesure de polarisation du faisceau et à l'utilisation de la méthode du *sideband*. Dès lors, il apparaît que l'incertitude sur l'asymétrie de spin du faisceau de la réaction $ep \rightarrow ep\pi^0\gamma$ dans la région du Δ^+ est dominée par l'incertitude statistique.

Chapitre 8

Analyse du bruit de fond $ep \rightarrow ep\pi^0\pi^0$

Ce chapitre est consacré à la description détaillée de l'étude expérimentale du bruit de fond physique de l'analyse $ep \rightarrow ep\pi^0\gamma$. Il s'agit, in fine, d'estimer la contribution du bruit de fond afin de pouvoir la soustraire. Il existe deux contributions majeures possibles dues d'une part à la mesure partielle de la voie $ep \rightarrow ep\pi^0\pi^0$ et d'autre part à l'électroproduction de η dans la voie $\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$. Lors de l'analyse du signal $ep\pi^0\gamma$, une étude de la masse manquante M_{epX}^2 du système epX n'a pas permis la mise en évidence d'une contamination par la réaction $ep \rightarrow ep\eta \rightarrow ep\pi^0\gamma\gamma$. Le but ici est donc l'étude exclusive du canal de double production de π^0 pour une estimation du bruit de fond engendré. Ainsi les événements où exactement un proton, un électron et quatre photons ont été détectés sont analysés. Il convient de rejeter les voies pouvant simuler quatre photons dans l'état final et donc principalement les voies d'électroproduction de η . Dans la suite est d'abord explicité la méthode de reconstruction des paires $\pi^0\pi^0$, puis l'identification des événements est traitée. Enfin l'estimation de la contamination des événements $ep \rightarrow ep\pi^0\gamma$ par les événements $ep \rightarrow ep\pi^0\pi^0$ est donnée.

8.1 Reconstructions des paires $\pi^0\pi^0$

Approche systématique

L'état final étudié compte quatre photons. Il existe alors trois combinaisons différentes, et ce à chaque événement, pour former une paire de pions. L'approche systématique consiste en la construction de toutes les combinaisons possibles de photons afin de vérifier si l'une d'entre elles peut être identifiée, le plus probablement, comme issue de la décroissance de deux pions neutres. Afin de clarifier la discussion les photons seront notés γ_i , $i \in [1; 4]$ et classés par énergie décroissante événement par événement selon,

$$E_{\gamma_1} \geq E_{\gamma_2} \geq E_{\gamma_3} \geq E_{\gamma_4} \quad (8.1)$$

Les trois combinaisons possibles, pour la construction de la paire de mésons π^0 , sont appelées combinaison 1, 2 et 3. Elles sont construites à partir des photons de l'état final selon,

$$\begin{aligned} \text{Combinaison 1 : } P_1 &= \gamma_1\gamma_2, \quad P_2 = \gamma_3\gamma_4 \\ \text{Combinaison 2 : } P_1 &= \gamma_1\gamma_3, \quad P_2 = \gamma_2\gamma_4 \\ \text{Combinaison 3 : } P_1 &= \gamma_1\gamma_4, \quad P_2 = \gamma_2\gamma_3 \end{aligned} \tag{8.2}$$

où P_1 et P_2 sont une notation générique designant les deux paires de photons de la combinaison considérée. La figure 8.1 montrent les masses invariantes des deux paires de photons P_1 et P_2 pour chacune des combinaisons. Le meilleur rapport signal sur bruit, S/N , est obtenu pour la paire de photons P_1 de la combinaison 1 avec $S/N \simeq 3$. Cependant pour la masse invariante de la paire P_2 de cette même combinaison, aucun pic associé aux pions neutres n'est visible, seulement un épaulement. En fait, aucune des combinaisons ne présentent, simultanément pour les deux paires de photons, un pic à la masse du pion neutre se démarquant fortement du bruit de fond combinatoire avec par exemple un rapport signal sur bruit supérieur à 0.5. C'est pourquoi un algorithme de reconstruction particulier, dont la description suit, a été développé.

Reconstruction des π^0 par minimisation du χ^2

La méthode de reconstruction est conceptuellement facile à comprendre. Il s'agit de comparer événement par événement les masses invariantes de chacune des paires de photons de chaque combinaison à la masse connue du pion neutre. Pour un événement donné, la combinaison la plus proche en masse d'une paire de π^0 est considérée comme la "bonne" combinaison. Ainsi pour choisir parmi les trois combinaisons possibles, la variable D est introduite. Elle est définie pour chaque combinaison par :

$$D_i^2 = [m_{\pi^0} - IM_{P_1}(i)]^2 + [m_{\pi^0} - IM_{P_2}(i)]^2 \tag{8.3}$$

où l'indice i fait référence à la combinaison i . Les grandeurs $IM_{P_1}(i)$ et $IM_{P_2}(i)$ sont respectivement les masses invariantes des paires de photons P_1 et P_2 de la combinaison i . Comme illustrée par la figure 8.2, la variable D_i peut être interprétée comme la distance de la combinaison i à une paire $\pi^0\pi^0$. Les valeurs D_i sont comparées événement par événement et la solution minimale est retenue. Cependant, les résolutions expérimentales, σ_{P_1} et σ_{P_2} , associées à chaque π^0 reconstruit doivent être prises en compte. L'identification des meilleurs candidats $\pi^0\pi^0$ est donc obtenue par minimisation du χ^2 défini par :

$$\chi^2 = \left(\frac{m_{\pi^0} - IM_{P_1}(i)}{\sigma_{P_1}(i)} \right)^2 + \left(\frac{m_{\pi^0} - IM_{P_2}(i)}{\sigma_{P_2}(i)} \right)^2 \tag{8.4}$$

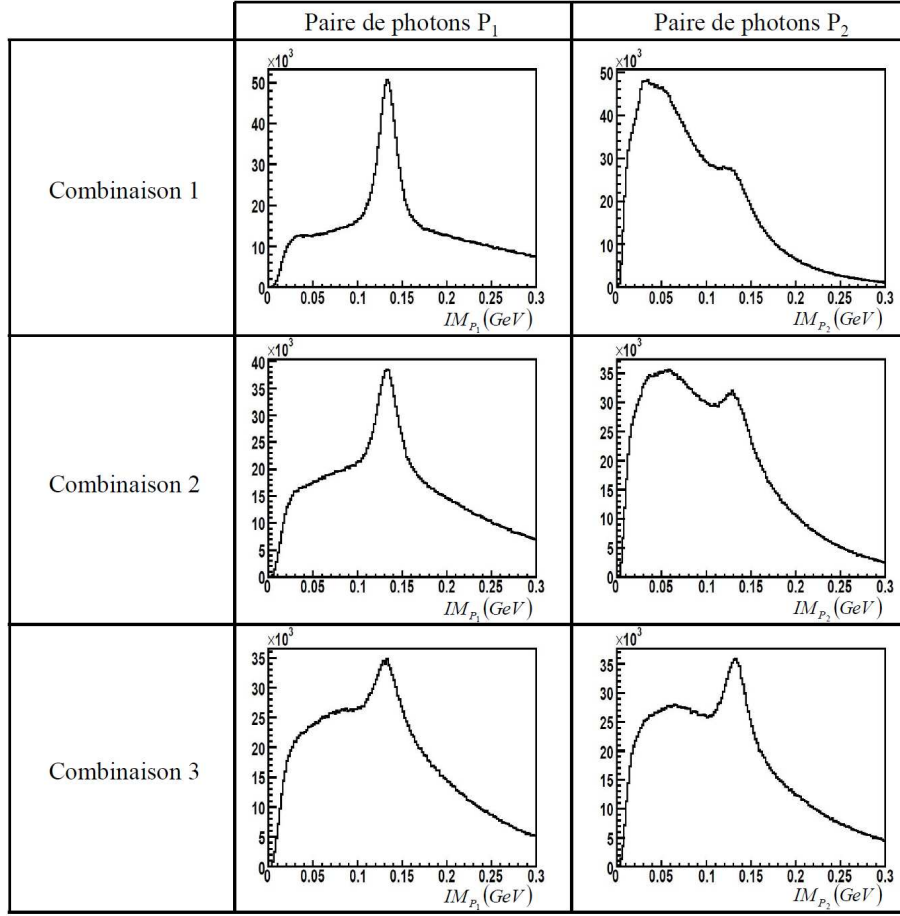


FIG. 8.1 – Masse invariante P_1 et P_2 pour les trois combinaisons de reconstruction possibles d'une paire $\pi^0\pi^0$ à partir de quatre photons.

Les paires P_1 et P_2 de la combinaison identifiée comme la paire de pions neutres sont notées respectivement π_1^0 et π_2^0 . Le résultat de la reconstruction est donné par la figure 8.3 où un pic à la masse du π^0 est visible pour les deux paires de photons.

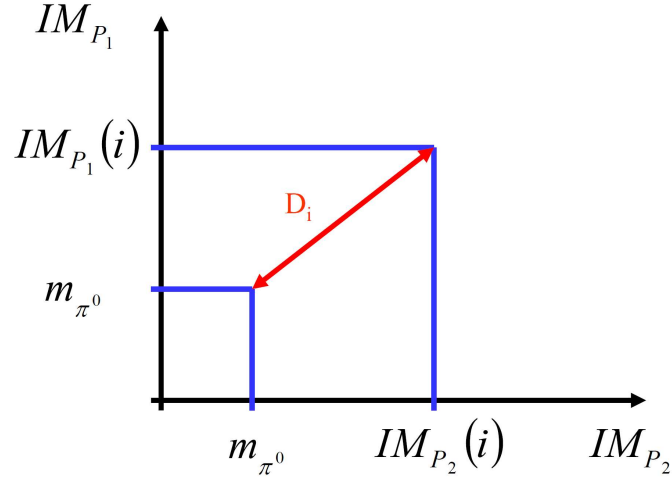


FIG. 8.2 – Illustration du calcul de la distance D_i entre une paire de π^0 et la combinaison de photons i .

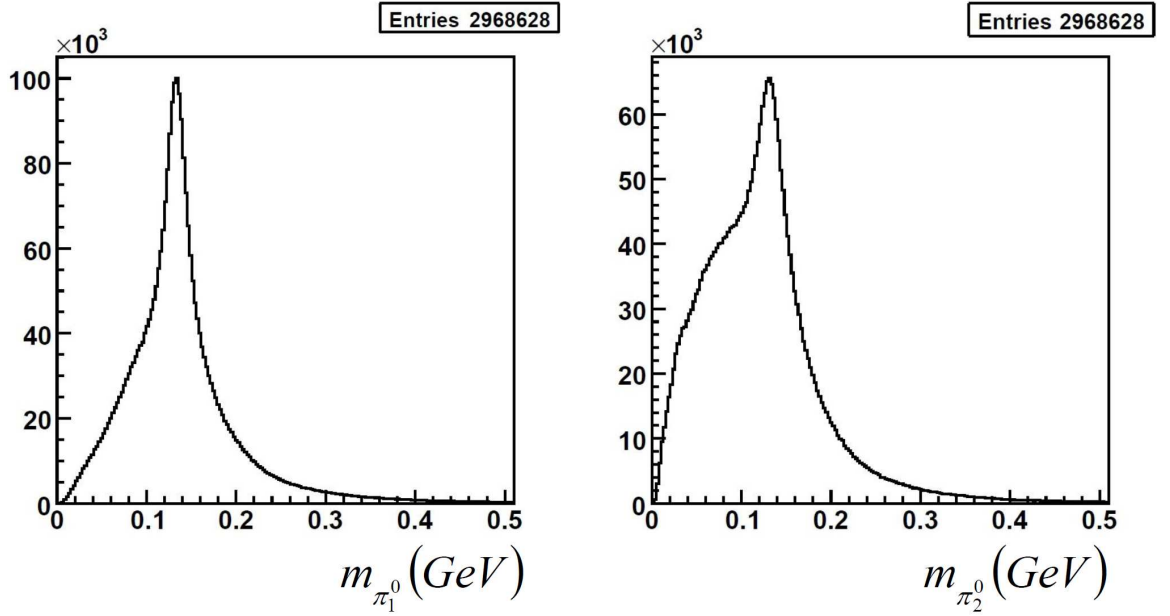


FIG. 8.3 – Masse invariante des paires de photons π_1^0 et π_2^0 pour les combinaisons identifiées comme paires $\pi^0\pi^0$.

Dans le cadre de cette analyse et contrairement à l'analyse $ep \rightarrow ep\pi^0\gamma$, il n'est pas fait de différenciation pour la définition des π^0 selon les calorimètres électromagnétiques de détection des photons de décroissance. Avec deux π^0 dans l'état final et

deux calorimètres pour la détection des photons, le nombre de combinaisons possibles deviendrait trop important¹ pour la statistique à disposition.

8.2 Identification des événements $ep \rightarrow ep\pi^0\pi^0$

L'identification de la réaction $ep \rightarrow ep\pi^0\pi^0 \rightarrow ep\gamma\gamma\gamma\gamma$ est détaillée dans cette section. Les variables de sélection ainsi que la valeur des coupures associées sont d'abord données. Après application des coupures cinématiques standards, il subsiste une contribution contaminante non négligeable induite par l'électroproduction de η . La procédure de traitement pour cette contamination est donc aussi détaillée. Finalement, l'identification à proprement parler des π^0 est décrite.

8.2.1 Sélection des événements

L'identification des événements repose sur les variables de sélection suivantes : l'impulsion transverse manquante P^T , l'énergie manquante $E_{ep4\gamma X}$ et le carré $M_{ep4\gamma X}^2$ de la masse manquante du système $ep \rightarrow ep\gamma\gamma\gamma\gamma$, les carrés $M_{ep\pi_1^0 X}^2$ et $M_{ep\pi_2^0 X}^2$ des masses manquantes des systèmes $ep \rightarrow ep\pi_2^0$ et $ep \rightarrow ep\pi_1^0$ et enfin la masse manquante $M_{e\gamma\gamma\gamma X}$ du système $ep \rightarrow e\gamma\gamma\gamma$. Les valeurs des coupures appliquées sont données dans le tableau ci-dessous.

	limite inférieure	limte supérieure
P^T (GeV)		0.2
$E_{ep4\gamma X}$ (GeV)		0.5
$M_{ep4\gamma X}^2$ (GeV ²)	-0.05	0.05
$M_{ep\pi_1^0 X}^2$ (GeV ²)	-0.08	0.12
$M_{ep\pi_2^0 X}^2$ (GeV ²)	-0.08	0.12
$M_{e\pi_1^0\pi_2^0 X}$ (GeV)	0.75	1.2

TAB. 8.1 – Valeurs des coupures de sélection pour l'analyse de la réaction $ep \rightarrow ep\pi^0\pi^0$.

8.2.2 Contributions de l'électroproduction de mésons η

Les coupures cinématiques ne sont pas suffisantes pour identifier les événements $ep \rightarrow ep\pi^0\pi^0$. Comme illustré par la figure 8.4 et après application des coupures de sélection, la distribution en masse manquante M_{epX}^2 présente un pic à $M_{epX}^2 \sim 0.3$ GeV² compatible avec la masse du η ($m_\eta^2 \simeq 0.299$ GeV²). Il existe deux voies

¹Il y aurait alors $4 \times 4 \times 3 = 48$ combinaisons

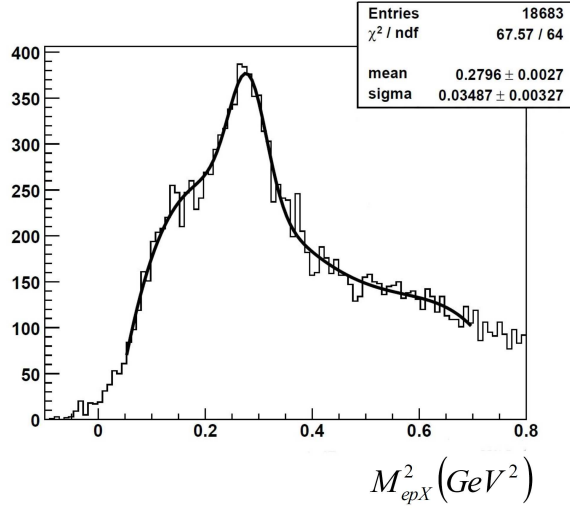


FIG. 8.4 – Carré de la masse manquante du système epX après application des coupures de sélection. La distribution a été ajustée par la somme d’une gaussienne et d’un polynôme d’ordre 3.

contaminantes induites par l’électroproduction de méson η . La sensibilité de l’analyse $\pi^0\pi^0$ à la voie de décroissance $\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$ est estimée via la reconstruction de la masse invariante des quatre photons de l’état final $IM_{4\gamma}$. La distribution associée, après application des coupures de sélection, est donnée par la figure 8.5 b). Ce spectre ne présente pas de pic visible à la masse du η . La contribution $\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$ est donc négligée. Le pic observé dans la distribution en masse manquante M_{epX}^2 est alors attribué par défaut aux décroissances à six photons dans la voie $\eta \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$.

Afin de pouvoir traiter le fond induit par les événements $ep \rightarrow ep\eta \rightarrow ep\pi^0\pi^0\pi^0$, la distribution M_{epX}^2 a été approchée par une fonction analytique comme illustré par la figure 8.4. Le pic associé aux η a été modélisé par une gaussienne. Un modèle polynomial d’ordre 3 a été utilisé pour décrire le fond non résonnant. Les coefficients a_i ($i \in [0; 3]$) du polynôme ainsi que la valeur moyenne μ et la largeur à mi-hauteur σ de la gaussienne constituent les paramètres d’ajustement de la fonction f définie par :

$$f(M_{epX}^2) = a_0 + a_1 M_{epX}^2 + a_2 (M_{epX}^2)^2 + a_3 (M_{epX}^2)^3 + A e^{-(M_{epX}^2 - \mu)^2 / 2\sigma^2} \quad (8.5)$$

Les événements vérifiant la condition

$$\mu - 3\sigma < M_{epX}^2 < \mu + 3\sigma$$

sont alors rejetés.

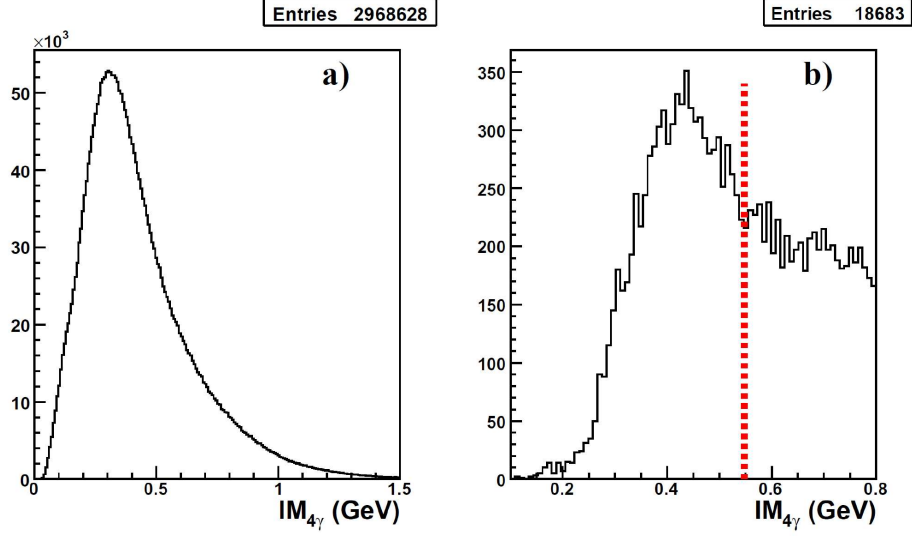


FIG. 8.5 – Masse invariante des quatre photons de l'état final $IM_{4\gamma}$. a) Distribution avant application des coupures de sélection et b) après. La ligne en tirets marque la valeur de la masse du méson η .

8.2.3 Application des critères de sélection : résultats

L'efficacité de la sélection d'événements est obtenue en comparant données expérimentales et simulées. Un générateur d'espace de phase pour la réaction $ep \rightarrow ep\pi^0\pi^0$ a été utilisé. La figure 8.6 montre cette comparaison pour chacune des variables de sélection après application des coupures de sélection. Les données expérimentales et simulées présentent des formes similaires. Compte tenu de la simplicité du modèle Monte-Carlo utilisé, la sélection des événements $ep\gamma\gamma\gamma\gamma$ est donc estimée satisfaisante.

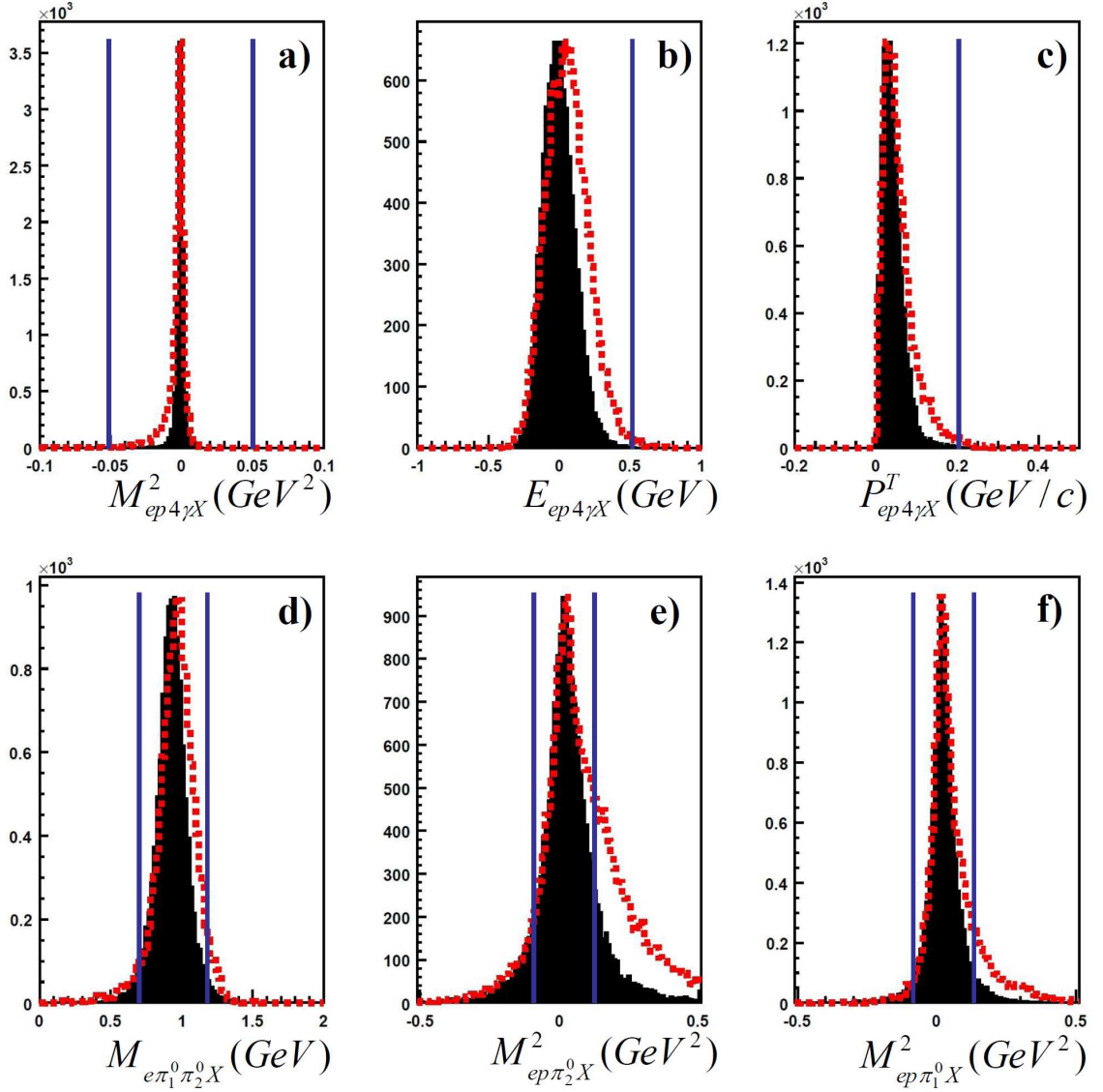


FIG. 8.6 – Comparaison entre données expérimentales (en tirets) et données simulées (en noir) pour chacune des variables de sélection après application des coupures (excepté sur la variable observée). Les images a) à f) correspondent respectivement à la masse manquante $M^2_{ep4\gamma X}$, à l'énergie manquante $E_{ep4\gamma X}$, à l'impulsion transverse manquante P^T et aux masses manquantes $M_{e\pi_1^0\pi_2^0 X}$, $M^2_{ep\pi_2^0 X}$ et $M^2_{ep\pi_1^0 X}$. Les lignes verticales marquent la valeur des coupures de sélection.

8.2.4 Discussion sur la performance de l'algorithme de reconstruction des π^0

Maintenant que l'ensemble des sélections cinématiques (section 8.2) et méthodes de reconstruction (section 8.1) ont été décrites, la performance de l'algorithme de reconstruction des π^0 par la minimisation du χ^2 est comparée à celle d'une reconstruction purement combinatoire, qualifiée de "systématique" dans le texte.

Les distributions en masse invariante des paires de photons π_1^0 et π_2^0 , identifiées par la méthode de reconstruction comme étant les meilleurs candidats à une paire de π^0 , sont comparées aux masses invariantes des paires de photons P_1 et P_2 de chacune des combinaisons introduites en section 8.1. Cette comparaison est effectuée après l'application de l'ensemble des coupures de sélection.

Les figures 8.7 a) et b) montrent respectivement les distributions en masse invariante des paires de photons π_1^0 et π_2^0 . Ces spectres présentent un rapport signal sur bruit d'environ 40. Les figures 8.8 a), b) et c) donnent les distributions en masse invariante des paires de photons P_1 et P_2 des combinaisons 1, 2 et 3. Le meilleur rapport signal sur bruit obtenu par l'approche systématique est de l'ordre de 13, le plus faible de 4.

Ainsi le rapport signal sur bruit pour les π^0 est, comparativement à l'approche systématique, 4 à 10 fois meilleur avec l'algorithme de reconstruction utilisé pour cette analyse. La méthode de reconstruction des paires $\pi^0\pi^0$ permet donc de diminuer fortement le bruit de fond combinatoire présent sous le pic associé aux π^0 dans les distributions en masse invariante des paires de photons.

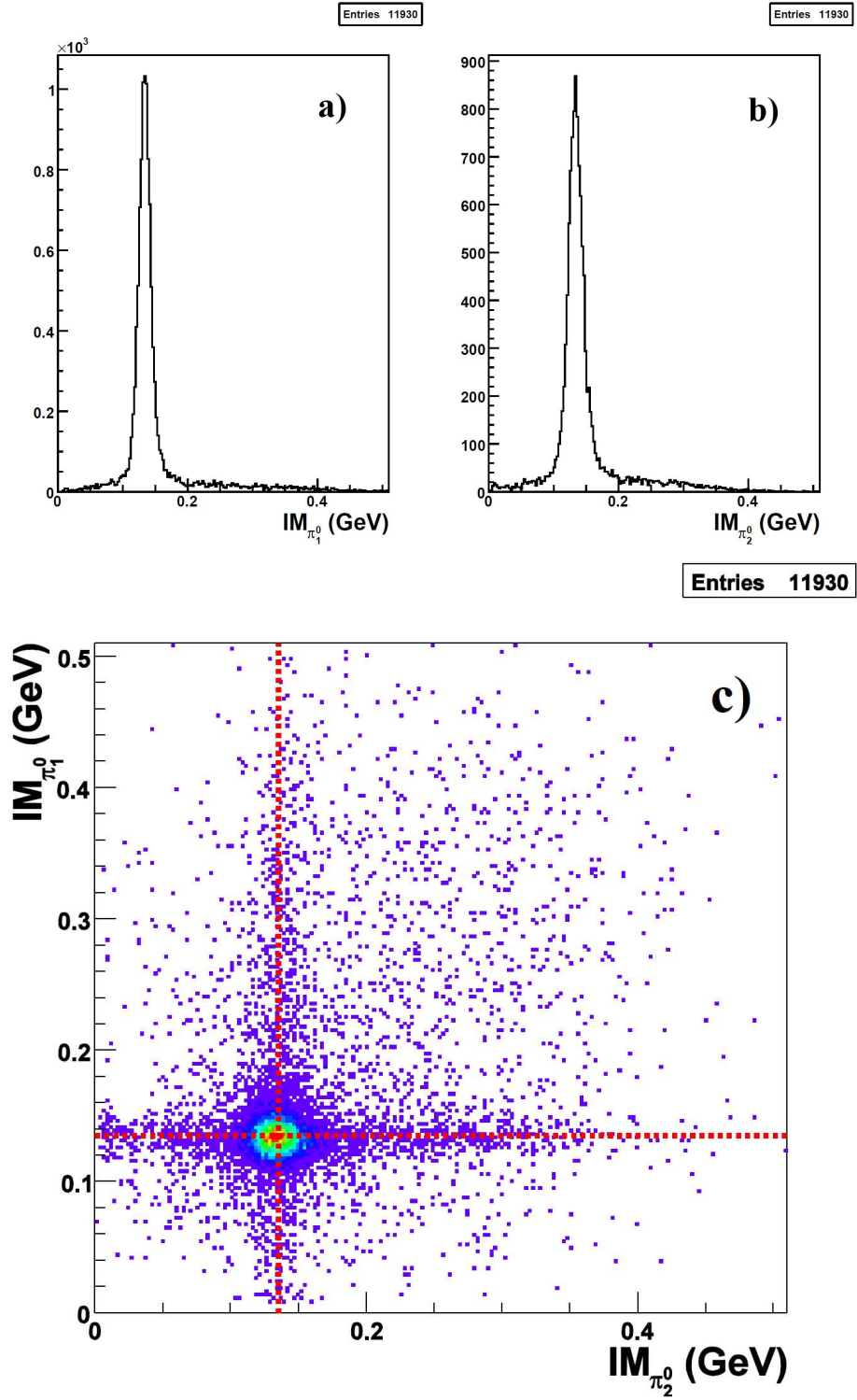


FIG. 8.7 – Masse invariante $IM_{\pi_1^0}$ et $IM_{\pi_2^0}$ après l'application des coupures de sélection. Les lignes en tirets sur l'image c) marquent la valeur de la masse du pion neutre.

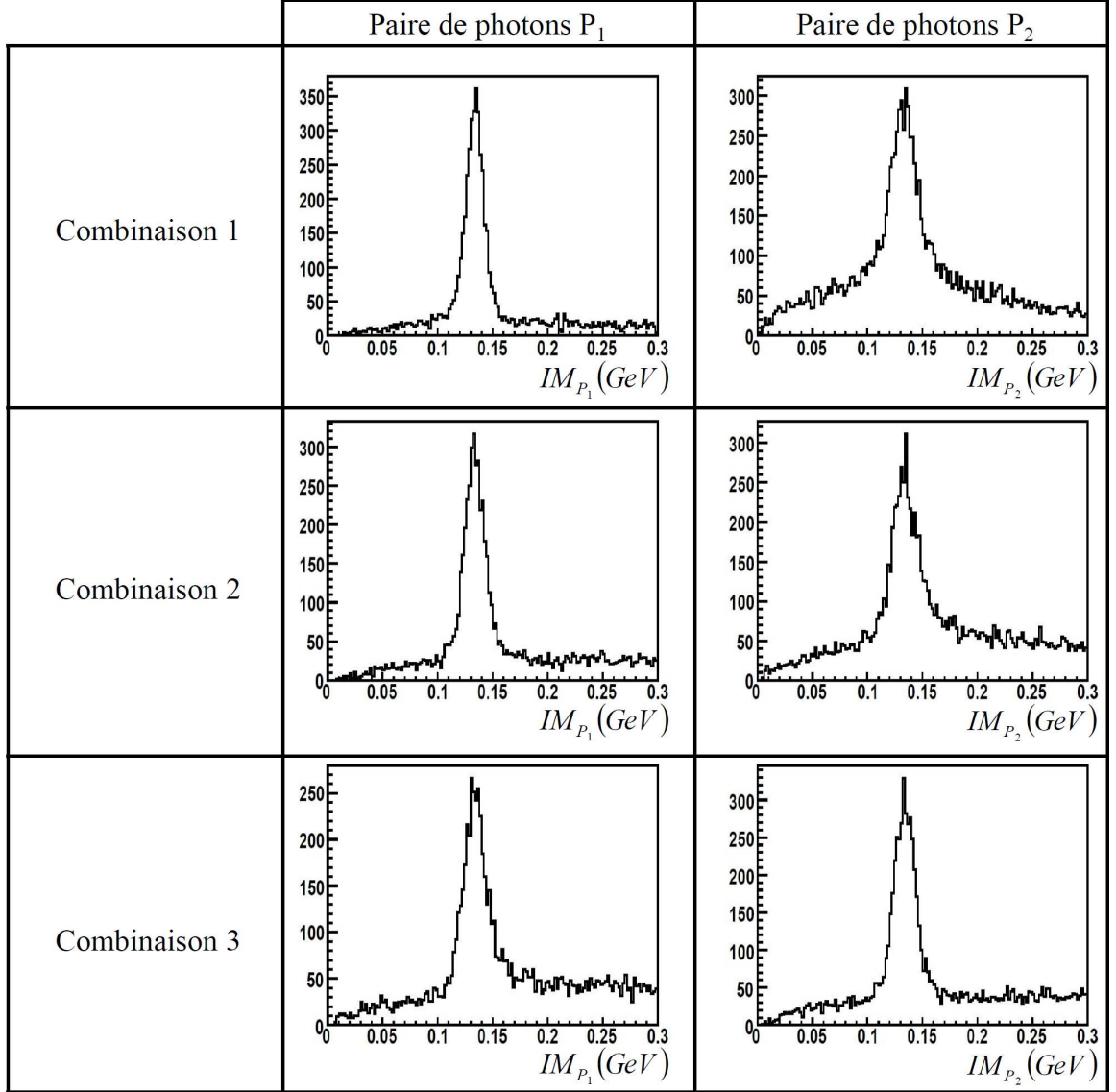


FIG. 8.8 – Masse invariante P_1 et P_2 pour les trois combinaisons de reconstruction possibles d'une paire $\pi^0\pi^0$ après application des coupures de sélection.

8.2.5 Identification des pions neutres

Les pics à la masse du π^0 dans les distributions en masse invariante des paires de photons π_1^0 et π_2^0 sont assis sur un faible fond comme le montre les figures 8.7 a) et b). Une dernière étape est donc nécessaire pour finaliser l'identification des événements $ep \rightarrow ep\pi^0\pi^0 \rightarrow ep\gamma\gamma\gamma\gamma$. L'algorithme présenté en section 8.1 n'avait pour but que d'identifier les meilleurs candidats à une paire $\pi^0\pi^0$, une coupure sur les masses invariante $m_{\pi_1^0}$ et $m_{\pi_2^0}$ reste encore à effectuer.

Les distributions $m_{\pi_1^0}$ et $m_{\pi_2^0}$ sont ajustées par la fonction g définie comme la somme d'une gaussienne et d'un modèle de fond par :

$$g(m_{\pi_i^0}) = \text{background} + Ae^{-(m_{\pi_i^0}-\mu_i)^2/2\sigma_i^2} \quad (8.6)$$

où A , μ et σ sont respectivement l'amplitude, la valeur moyenne et la largeur à mi-hauteur de la gaussienne et *background* est le modèle de fond : linéaire ou polynomial d'ordre 3. Les coefficients du polynôme et les paramètres de la gaussienne sont ajustés sur les données *bin* par *bin*. Les résultats de l'ajustement sont présentés par la figure 8.9. Les points ronds sont les résultats de l'ajustement avec un modèle de fond linéaire. Les points triangulaires ont été obtenus avec un fond polynomial d'ordre 3. Les différences observées sur les paramètres μ et σ entre les deux modèles sont inférieurs au pourcent. Néanmoins dans un souci de cohérence avec la définition des π^0 présentée dans la section 7.2.3, les valeurs retenues sont celles obtenues avec le modèle polynomial d'ordre 3. Les pions neutres sont alors sélectionnés en appliquant, *bin* par *bin*, la coupure :

$$\mu_i - 3\sigma_i \leq m_{\pi_i^0} \leq \mu_i + 3\sigma_i \quad (8.7)$$

où l'indice i fait référence à la paire de photons π_i^0 considérée. Les nombres d'événements déterminés doivent l'être selon un découpage cinématique identique à celui de l'analyse $ep \rightarrow ep\pi^0\gamma$ donné en section 7.2.5. Ceci est nécessaire pour pouvoir appliquer la méthode de soustraction de bruit de fond présentée dans la section 7.3.

8.3 Validité du modèle Monte-Carlo pour le générateur d'événements

Le générateur Monte-Carlo, utilisé pour la production des événements $ep \rightarrow ep\pi^0\pi^0$, est un générateur d'espace de phase basé sur *genbod*. Les données simulées ont été obtenues selon la logique présentée en section 7.2.1.

Il est attendu, de par la multiplicité des particules dans l'état final, que la cinématique de la réaction suive une distribution d'espace de phase, les effets d'acceptance

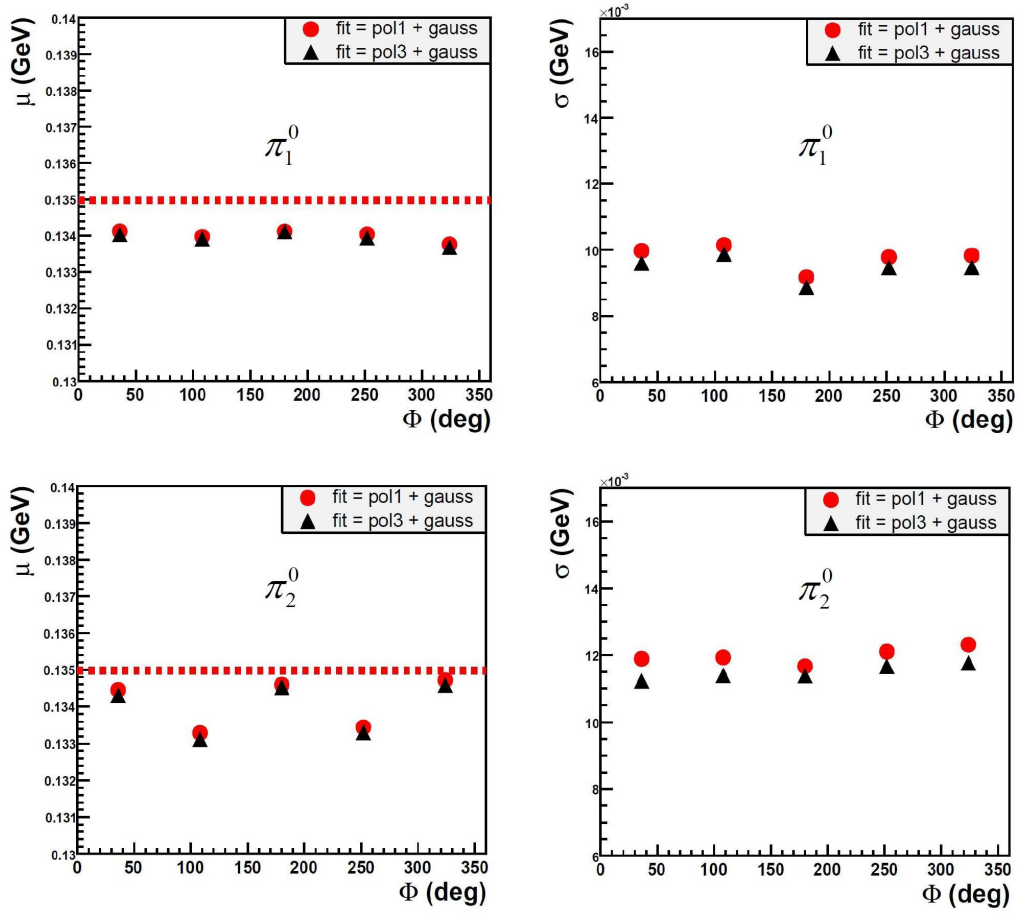


FIG. 8.9 – Valeur moyenne μ et largeur σ des pics π^0 en fonction de Φ pour la paire de $\pi^0\pi^0$ identifiée. Les points ronds sont le résultat de l'ajustement avec le modèle de fond linéaire, les triangles avec le modèle de fond polynomial d'ordre 3. La ligne horizontale en tirets montre la valeur de la masse du π^0 .

étant alors prépondérants. La figure 8.10 montre la comparaison entre données expérimentales et simulées des spectres de différentes variables cinématiques. L'accord entre les deux varie selon la grandeur cinématique considérée.

Il est montré dans la section 9.4.2 que la soustraction du bruit de fond pour le signal $en\pi^+\gamma$ était peu sensible au modèle de fond $ep \rightarrow en\pi^+\pi^0$ employé : l'utilisation d'un modèle d'espace de phase induisant une variation sur l'asymétrie de l'ordre de 6% quand les incertitudes statistiques sont de l'ordre de 60%. La méthode de soustraction du bruit de fond et les incertitudes statistiques sur l'asymétrie du signal $ep\pi^0\gamma$ étant respectivement identique et comparable à ceux du signal $en\pi^+\gamma$, le descriptif en terme d'espace de phase pour le canal $ep \rightarrow ep\pi^0\pi^0$ est estimé suffisant pour l'utilisation qui en est faite.

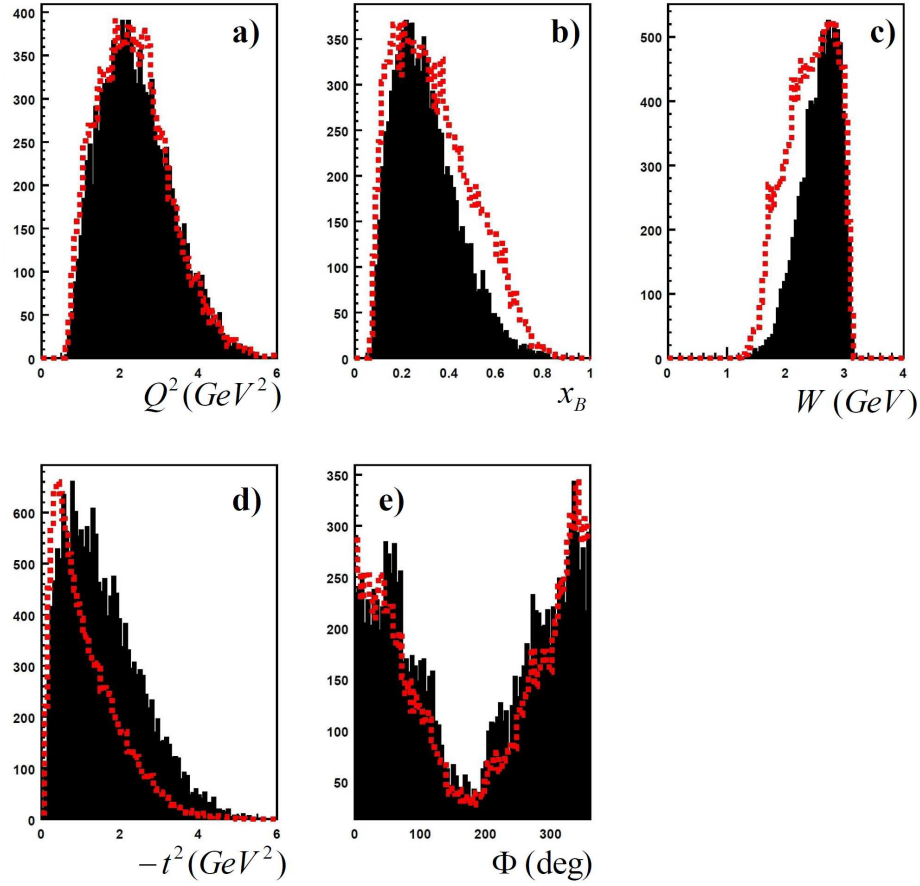


FIG. 8.10 – Comparaison entre données expérimentales (en tirets) et données simulées (en noir) après application des coupures de sélection. Les spectres a) à e) correspondent à Q^2 , x_B , W , $-t$ et Φ .

8.4 Résultats

Le résultat de cette analyse est l'estimation de la contamination des événements $ep \rightarrow ep\pi^0\gamma$ par les événements $ep \rightarrow ep\pi^0\pi^0 \rightarrow ep\pi^0(\gamma)\gamma$. Les niveaux de contamination R^\pm , définis par l'équation 7.18 en section 7.3, sont rappelés par la figure 8.11. La contamination est de l'ordre de 25 à 30% en moyenne.

L'asymétrie de spin du faisceau des événements $ep \rightarrow ep\pi^0\pi^0$ dans la région du Δ^+ a aussi été extraite et est présentée sur la figure 8.12. Cette dernière est compatible dans la limite des incertitudes statistiques avec une constante. D'après les recherches bibliographiques effectuées, il n'existe à l'heure actuelle aucun modèle phénoménologique pour l'interprétation de ces résultats.

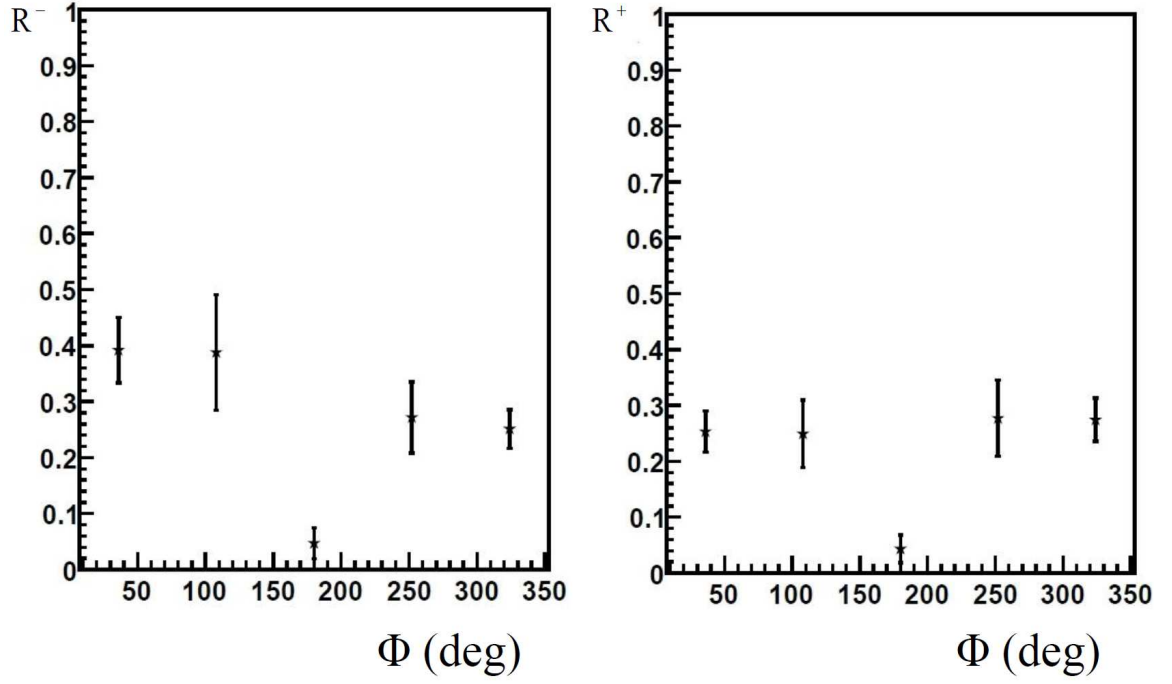


FIG. 8.11 – Contamination R^\pm des événements $ep \rightarrow ep\pi^0\gamma X$ par les événements $ep \rightarrow ep\pi^0\pi^0 \rightarrow ep\pi^0\gamma(\gamma)$ dans la région du Δ^+ en fonction de l'angle Φ . Les incertitudes sont seulement statistiques.

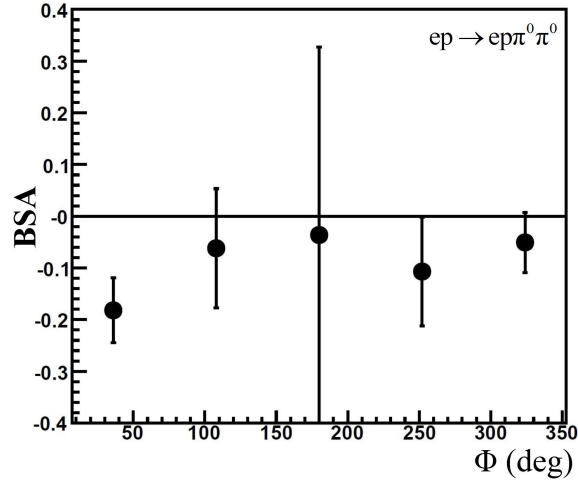


FIG. 8.12 – Asymétrie de spin du faisceau pour la réaction $ep \rightarrow ep\pi^0\pi^0$ en fonction de l'angle Φ dans la région du Δ^+ . Les incertitudes sont seulement statistiques.

Chapitre 9

Analyse du canal $ep \rightarrow en\pi^+\gamma$ dans la région des résonances

Les étapes d'analyse de la réaction $ep \rightarrow en\pi^+\gamma$ dans la région des résonances sont décrites dans ce chapitre, l'état résonnant potentiellement formé s'étant désintégré en une paire neutron- π^+ . Les résultats d'asymétrie de spin du faisceau associés sont donnés à la fin de ce chapitre en section 9.3. L'estimation des incertitudes de mesure est discutée par la suite dans la section 9.4.

La présente analyse s'appuie sur des événements exclusifs où un électron, un neutron, un photon et un pion chargé positivement ont été détectés. L'identification des particules a été effectuée selon les critères exposés dans le chapitre 6. L'identification de toutes les particules de l'état final est requise pour signer de la manière la moins ambiguë possible les événements d'intérêt. Cette affirmation se base, comme dans le cas de l'étude du canal $ep \rightarrow ep\pi^0\gamma$, sur une thèse précédente [54] où le photon produit n'était pas détecté. Il avait été alors démontré que cette absence induit un bruit de fond physique important dont le traitement s'avère difficile.

Le plan suivi dans ce chapitre est similaire à celui adopté dans le chapitre 7. Afin d'être le plus complet possible, certaines répétitions, dans la forme mais pas le contenu, seront nécessaires. Le développement des critères de sélection nécessaire à l'identification des événements constitue la première étape de l'analyse. La détermination des coupures de sélection est basée sur le même algorithme que celui présenté dans la section 7.2.1 lors de l'étude du canal $ep \rightarrow ep\pi^0\gamma$. Les résultats obtenus sont exposés dans la section 9.1.1.

L'application des coupures de sélection permet de signer les événements $ep \rightarrow en\pi^+\gamma X$ où X désigne un photon ou rien. En effet, comme mentionné précédemment, la résolution en masse manquante du détecteur CLAS, qui est d'environ 0.03 GeV^2 , ne permet pas de différencier les π^0 , dont le carré de la masse vaut $m_{\pi^0}^2 \simeq 0.018 \text{ GeV}^2$, des objets de masse nulle. Ainsi un bruit de fond physique provenant des événements $ep \rightarrow en\pi^+\gamma\gamma$ est à traiter. Cette contamination a pour origine principale la double

électroproduction de pion non résonnante $ep \rightarrow en\pi^+\pi^0$ et les décroissances de méson ρ^+ selon la voie $\rho^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$. L'identification des événements $ep \rightarrow en\pi^+\gamma$ requiert alors une dernière étape qui consiste en la soustraction de ce bruit de fond selon une méthode identique à celle présentée dans la section 7.3. Pour plus de clarté dans les propos du chapitre actuel, l'étude du fond physique, $ep \rightarrow en\pi^+\pi^0$, est décrite séparément et en détails dans le chapitre 10.

9.1 Identification des événements $ep \rightarrow en\pi^+\gamma X$

La sélection des événements $ep \rightarrow en\pi^+\gamma X$ est construite sur les variables suivantes : l'impulsion manquante selon les directions transverses au faisceau p_x et p_y , l'énergie manquante $E_{en\pi^+\gamma X}$ et $M_{en\pi^+\gamma X}^2$ le carré de la masse manquante du système $ep \rightarrow en\pi^+\gamma$, les carrés $M_{en\gamma X}^2$ et $M_{en\pi^+ X}^2$ des masses manquantes des systèmes $ep \rightarrow en\gamma$ et $ep \rightarrow en\pi^+$, la masse manquante $M_{e\pi^+\gamma X}$ du système $ep \rightarrow e\pi^+\gamma$ et l'angle de coplanarité $\Delta\Phi$ entre les plans (γ^*, Δ^+) et (Δ^+, γ) , ces particules devant être coplanaires comme illustré par la figure 2.6 pour la réaction $ep \rightarrow e\Delta^+\gamma$.

9.1.1 Détermination des coupures de sélection : méthode Monte-Carlo

La méthode de détermination des coupures de sélection est basée sur l'algorithme présenté dans la section 7.2.1 et plus précisément sur la comparaison de la réponse des différentes parties du filtre $ep \rightarrow en\pi^+\gamma$ au signal et au bruit. La méthode d'optimisation des coupures fait appel à des données simulées. L'obtention de telles données est subordonnée à l'usage de générateurs d'événements Monte-Carlo. Les générateurs d'événements utilisés pour le signal constitué par les événements $ep \rightarrow en\pi^+\gamma$ et le fond constitué par les événements $ep \rightarrow en\pi^+\pi^0$ sont des générateurs d'espace de phase. Les valeurs des coupures de sélection ainsi déterminées sont répertoriées dans le tableau 9.1. Ceci permet d'identifier les événements $ep \rightarrow en\pi^+\gamma X$. Les figures 9.1 et 9.2 montrent la comparaison entre données simulées et données expérimentales après application des coupures de sélection (hormis celles sur la variable observée).

	limite inférieure	limte supérieure
p_x (GeV)	-0.2	0.2
p_y (GeV)	-0.2	0.2
$E_{en\pi^+\gamma X}$ (GeV)		0.6
$M_{en\pi^+\gamma X}^2$ (GeV ²)	-0.05	0.05
$M_{en\gamma X}^2$ (GeV ²)	-0.1	0.1
$M_{en\pi^+ X}^2$ (GeV ²)	-0.2	0.2
$M_{e\pi^+\gamma X}$ (GeV)	0.8	1.1
$\Delta\Phi$ (degrés)		7

TAB. 9.1 – Valeurs des coupures de sélection pour le canal $ep \rightarrow en\pi^+\gamma$.

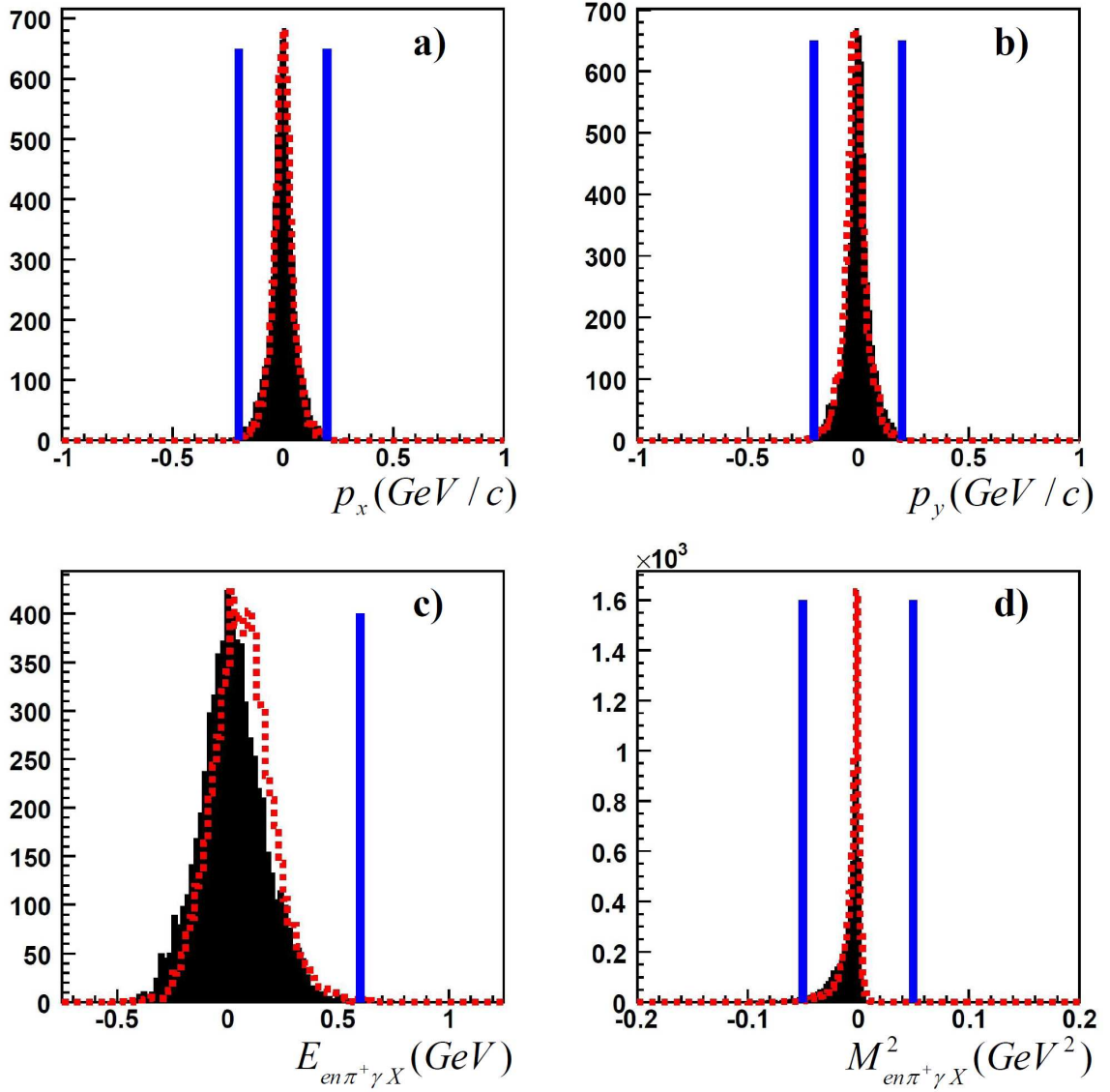


FIG. 9.1 – Comparaison entre données expérimentales (en tirets) et simulées (en noir) des distributions de variables de sélection. Les images a) à d) correspondent respectivement aux impulsions manquantes selon les directions x et y , l'énergie manquante et le carré de la masse manquante du système $ep \rightarrow en\pi^+\gamma$. Les lignes verticales marquent la valeur des coupures de sélection.

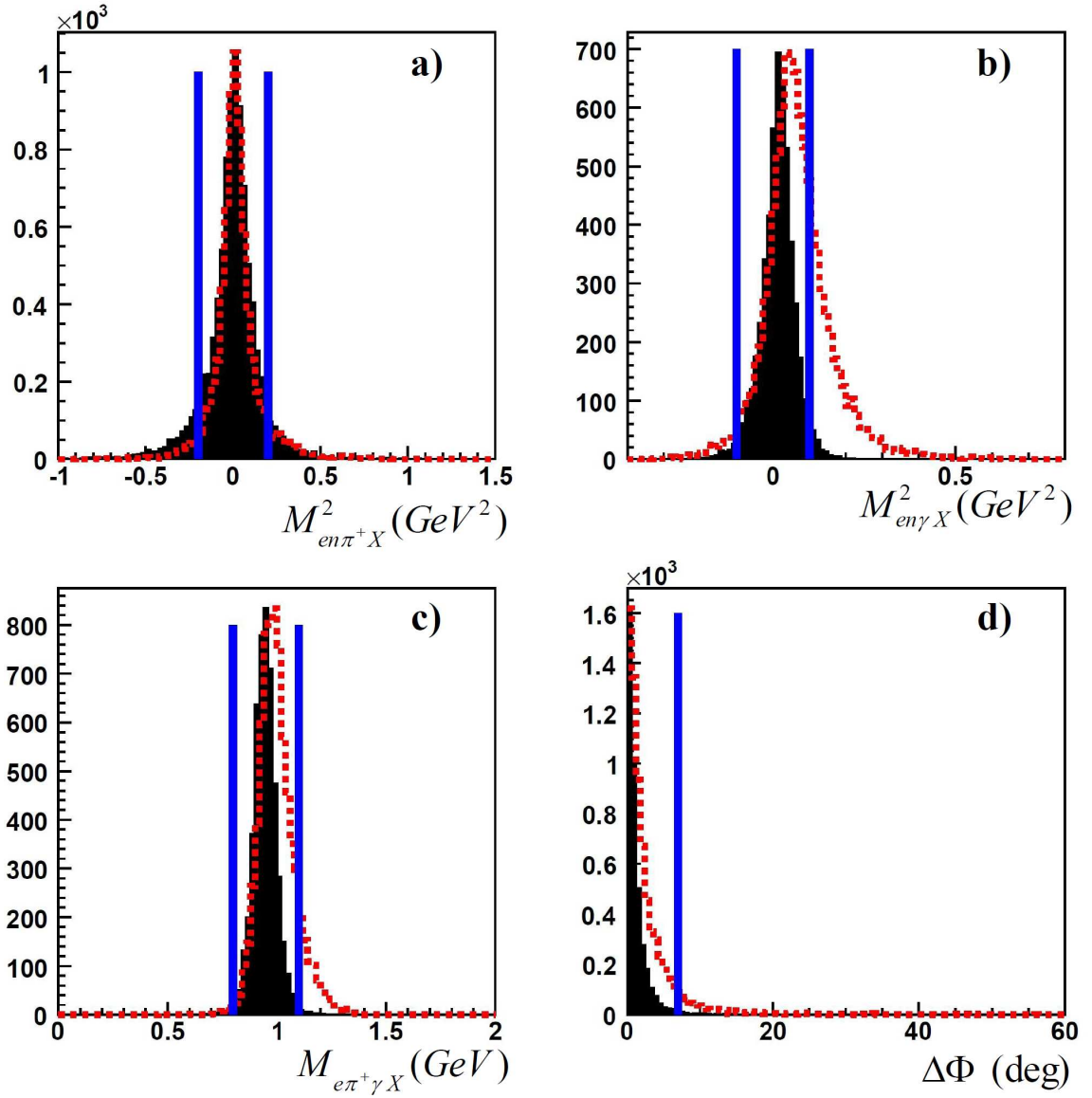


FIG. 9.2 – Comparaison entre données expérimentales (en tirets) et simulées (en noir) des distributions de variables de sélection (suite). Les images a) à d) correspondent respectivement aux carrés des masses manquantes des systèmes $ep \rightarrow en\pi^+$ et $ep \rightarrow en\gamma$, à la masse manquante du système $ep \rightarrow e\pi^+\gamma$ et à l'angle de coplanarité $\Delta\Phi$. Les lignes verticales symbolisent les coupures de sélection.

Sachant que la contamination induite par la mesure partielle des événements $ep \rightarrow en\pi^+\pi^0 \rightarrow en\pi^+\gamma(\gamma)$ n'est pas encore soustraite, l'accord entre les simulations et les données expérimentales est raisonnable dans l'ensemble. Le traitement appliqué au bruit de fond est décrit dans la section 9.2.

9.1.2 Espace de phase des événements $ep \rightarrow en\pi^+\gamma X$

L'espace de phase couvert par les événements $ep \rightarrow en\pi^+\gamma X$ est présenté par la figure 9.3 qui donne la corrélation entre les variables cinématiques Q^2 , $-t$, W et x_B .

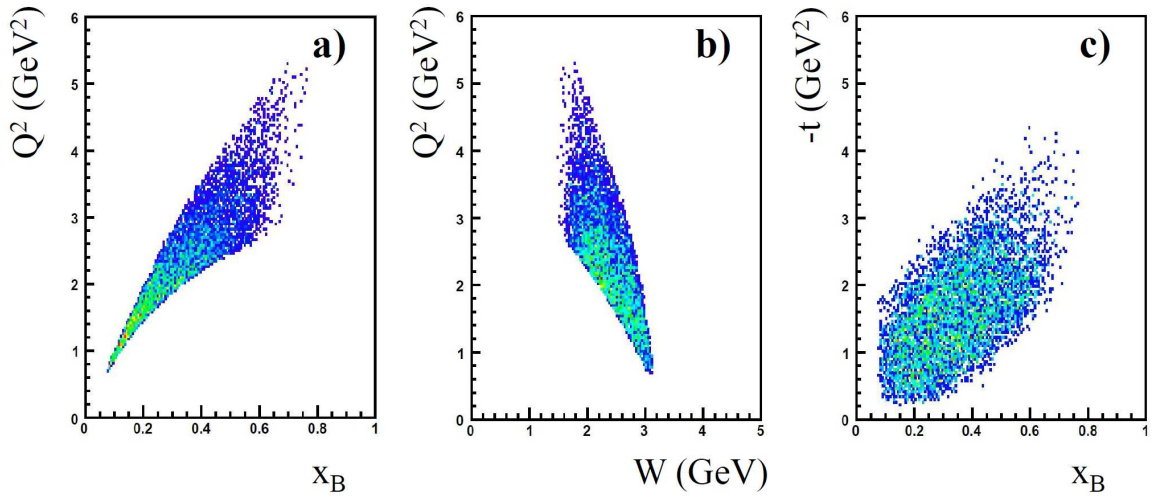


FIG. 9.3 – Espace de phase des événements $ep \rightarrow en\pi^+\gamma X$. Les images a) à c) montrent respectivement les corrélations (Q^2, x_B) , (Q^2, W) et $(-t, x_B)$.

La cinématique moyenne est évaluée à :

$$\begin{aligned}\langle Q^2 \rangle &= 2.44 \text{ GeV}^2 \\ \langle -t \rangle &= 1.63 \text{ GeV}^2 \\ \langle W \rangle &= 2.37 \text{ GeV} \\ \langle x_B \rangle &= 0.35\end{aligned}$$

9.1.3 Asymétrie de spin du faisceau des événements $ep \rightarrow en\pi^+\gamma X$ dans la région des résonances

L'asymétrie des événements $ep \rightarrow en\pi^+\gamma X$ est définie à partir des nombres d'événements par l'expression :

$$A_{ep \rightarrow en\pi^+\gamma X} = \frac{\frac{1}{P} N_{ep \rightarrow en\pi^+\gamma X}^+ - \frac{1}{P} N_{ep \rightarrow en\pi^+\gamma X}^-}{N_{ep \rightarrow en\pi^+\gamma X}^+ + N_{ep \rightarrow en\pi^+\gamma X}^-} \quad (9.1)$$

Les nombres d'événements $N_{ep \rightarrow en\pi^+\gamma X}^\pm$ sont déterminés pour chaque *bin* cinématique en intégrant les spectres IM_{π^+n} correspondants. Les nombres $\frac{1}{P}N_{ep \rightarrow en\pi^+\gamma X}^\pm$ sont obtenus de manière similaire mais en intégrant cette fois-ci les spectres IM_{π^+n} préalablement pondérés, événement par événement, par la polarisation du faisceau d'électrons. Le tracé de la distribution en masse invariante IM_{π^+n} après l'application des critères de sélection, illustré par la figure 9.4, permet de mettre en évidence les trois régions des résonances. Trois pics sont ainsi observés : le premier à $IM_{n\pi^+} \simeq 1.2$ GeV correspondant à l'état excité Δ^+ , le second autour de 1.45 GeV et le troisième à environ 1.7 GeV correspondant respectivement à la seconde et troisième région des résonances.

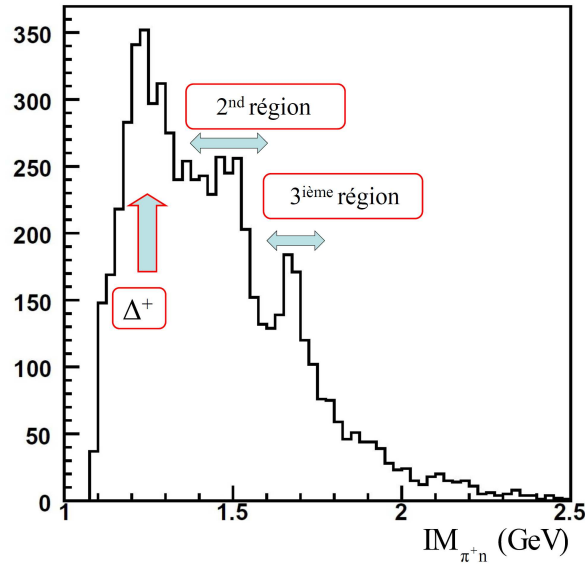


FIG. 9.4 – Spectre en masse invariante IM_{π^+n} après applications des coupures de sélection. Les 3 pics correspondant aux trois régions des résonances sont visibles.

Découpage cinématique : *binning*

Avec environ 7000 événements à ce niveau d'analyse, la statistique à disposition s'avère suffisante pour un découpage cinématique bidimensionnel selon l'angle Φ et la masse invariante IM_{π^+n} . L'asymétrie de spin du faisceau peut donc non seulement être extraite dans la région du Δ^+ , ce qui constitue le but de cette thèse, mais aussi dans la seconde et troisième région des résonances. Les différentes régions des résonances

Φ (degrés)	IM_{π^+n} (GeV)
$0 \leq \Phi < 18$	$1.08 \leq IM_{\pi^+n} < 1.32$
$18 \leq \Phi < 60$	$1.32 \leq IM_{\pi^+n} < 1.57$
$60 \leq \Phi < 180$	$1.57 \leq IM_{\pi^+n} < 1.75$
$180 \leq \Phi < 300$	
$300 \leq \Phi < 340$	
$340 \leq \Phi < 360$	

TAB. 9.2 – Découpage cinématique pour l'analyse $ep \rightarrow en\pi^+\gamma$.

sont définies par :

$$\begin{aligned}
1.08 \text{ GeV} \leq IM_{\pi^+n} < 1.32 \text{ GeV} & \quad \text{Région du } \Delta^+ \\
1.32 \text{ GeV} \leq IM_{\pi^+n} < 1.57 \text{ GeV} & \quad \text{Seconde région des résonances} \\
1.57 \text{ GeV} \leq IM_{\pi^+n} < 1.75 \text{ GeV} & \quad \text{Troisième région des résonances}
\end{aligned}$$

Le découpage cinématique utilisé est présenté dans le tableau 9.1.3.

Résultats

L'asymétrie obtenue est présentée par la figure 9.5. Les incertitudes statistiques sont, dans la région du Δ^+ , environ deux fois plus faibles que celles obtenues pour les événements $ep \rightarrow ep\pi^0\gamma X$. Le nombre d'événement disponible est environ deux fois plus important que le nombre d'événement obtenu au même niveau pour l'analyse des événements $ep \rightarrow ep\pi^0\gamma X$. L'incertitude statistique reste néanmoins importante, de l'ordre de 50%. Une variation de l'asymétrie est visible dans la région du Δ^+ et ce malgré la grandeur de ces incertitudes. L'asymétrie obtenue dans la seconde et troisième région des résonances est compatible avec une constante. Cependant, sachant que le fond induit par la double production de pions n'a pas encore été soustrait, l'incertitude statistique ne peut, encore une fois, qu'augmenter. A ce stade de l'analyse, il est donc difficile de présumer de l'existence d'une asymétrie, dans la région du Δ^+ , après application de ladite soustraction.

9.2 Identification des événements $ep \rightarrow en\pi^+\gamma$

L'identification des événements $ep \rightarrow en\pi^+\gamma X$ obtenue, la prochaine et dernière étape de l'analyse consiste en l'évaluation du signal $ep \rightarrow en\pi^+\gamma$. Il s'agit de soustraire le bruit de fond induit par la double production de pions. Ce bruit fait intervenir deux canaux : l'électroproduction de méson ρ^+ selon la réaction $ep \rightarrow en\rho^+ \rightarrow en\pi^+\pi^0$ et la double production de pions non résonnante, $ep \rightarrow en\pi^+\pi^0$. Ces canaux ayant le

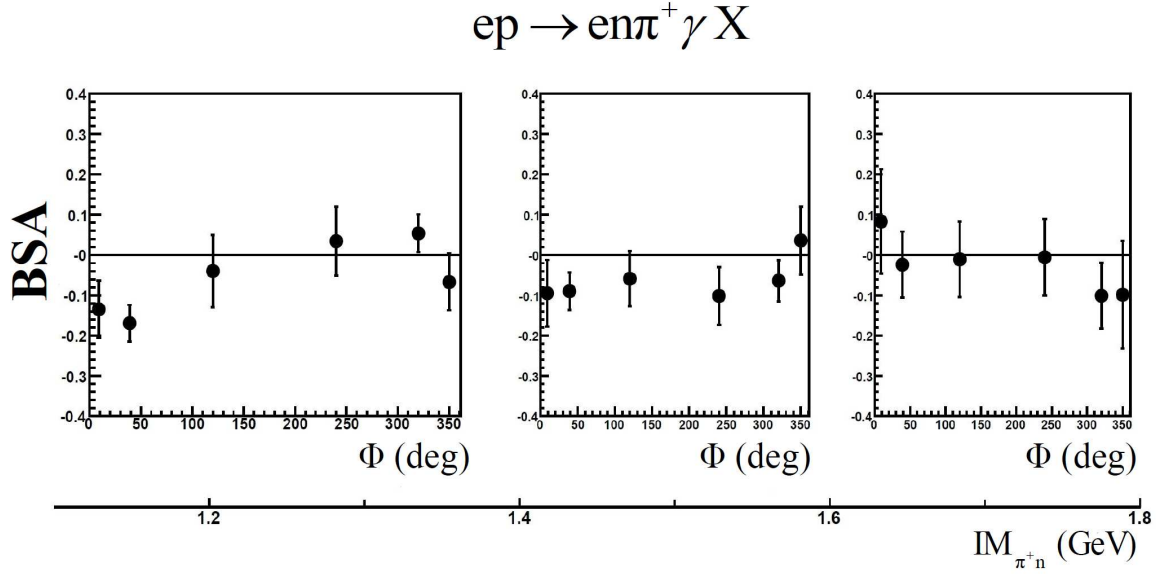


FIG. 9.5 – Asymétrie de spin du faisceau des événements $ep \rightarrow en\pi^+\gamma X$ en fonction de l'angle Φ et de la masse invariante IM_{π^+n} . Les figures représentent de gauche à droite : l'asymétrie dans la région du Δ^+ , dans la seconde et troisième région des résonances. Les barres d'erreur sont d'origine statistique.

même état final, ils sont traités simultanément. Le principe de la soustraction est identique à celui présenté dans la section 7.3.

Les niveaux de contamination des événements $ep \rightarrow en\pi^+\gamma X$ par les événements $ep \rightarrow en\pi^+\pi^0 \rightarrow en\pi^+\gamma(\gamma)$ seront discutés plus loin.

Principe

Les événements contaminants $ep \rightarrow en\pi^+\pi^0$ sont ceux où seulement un photon, issu de la décroissance du π^0 , est détecté dans le spectromètre. Ainsi le nombre total d'événement sélectionnés par le filtre $ep \rightarrow en\pi^+\gamma$ est la somme du nombre d'événements $ep \rightarrow en\pi^+\gamma$ d'intérêt (noté $N_{ep \rightarrow en\pi^+\gamma}$) et du nombre d'événements de double production de pions où un des photons de décroissance du π^0 échappe à la détection (noté $N_{ep \rightarrow en\pi^+\pi^0}^{1\gamma}$) :

$$N_{ep \rightarrow en\pi^+\gamma X} = N_{ep \rightarrow en\pi^+\gamma} + N_{ep \rightarrow en\pi^+\pi^0}^{1\gamma} \quad (9.2)$$

Un raisonnement similaire à celui présenté dans la section 7.3 permet de réécrire l'équation 9.2, pour chaque bin et chaque état d'hélicité, comme :

$$N_{ep \rightarrow en\pi^+\gamma}^{\pm}(bin) = N_{ep \rightarrow en\pi^+\gamma X}^{\pm}(bin)(1 - R^{\pm}(bin)) \quad (9.3)$$

avec R défini comme :

$$R^{\pm}(bin) = \frac{N_{ep \rightarrow en\pi^+\pi^0}^{2\gamma\pm}(bin)}{N_{ep \rightarrow en\pi^+\gamma X}^{\pm}(bin)} \frac{N_{\pi^+\pi^0}^{1\gamma}{}_{sim}(bin)}{N_{\pi^+\pi^0}^{2\gamma}{}_{sim}(bin)} \quad (9.4)$$

où $N_{ep \rightarrow en\pi^+\pi^0}^{2\gamma}$ et $N_{\pi^+\pi^0}^{2\gamma}{}_{sim}$ sont respectivement le nombre d'événements exclusifs de double production de pions obtenu à partir des données et des simulations. La variable $N_{\pi^+\pi^0}^{1\gamma}{}_{sim}$ est le nombre d'événements de double production de pions obtenu à partir des simulations et pour lesquels un seul des photons de décroissance est détecté. Les simulations du bruit de fond prennent en compte la contribution de la simple électroproduction de paires $\pi^+\pi^0$ et d'électroproduction de mésons ρ^+ . Les informations relatives aux simulations sont détaillées en section 10.2. La variable R est interprétée comme le pourcentage d'événements $ep \rightarrow en\pi^+\pi^0$, provenant de la double production de pions résonnante et non résonnante, mal identifiés en événements $ep \rightarrow en\pi^+\gamma$.

Résultats

La figure 9.6 montre la contamination R pour chacun des états d'hélicité et chaque bin cinématique. La contamination est de l'ordre de 45 à 50% en moyenne. A titre comparatif, il s'élevait à environ 25-30% pour la réaction $ep \rightarrow ep\pi^0\gamma$. La plus forte contamination observée ici trouve vraisemblablement son origine dans l'ambivalence du fond et plus particulièrement dans la contribution de l'électroproduction de ρ^+ qui décroît majoritairement en paire $\pi^+\pi^0$ amplifiant ainsi la double production de pions.

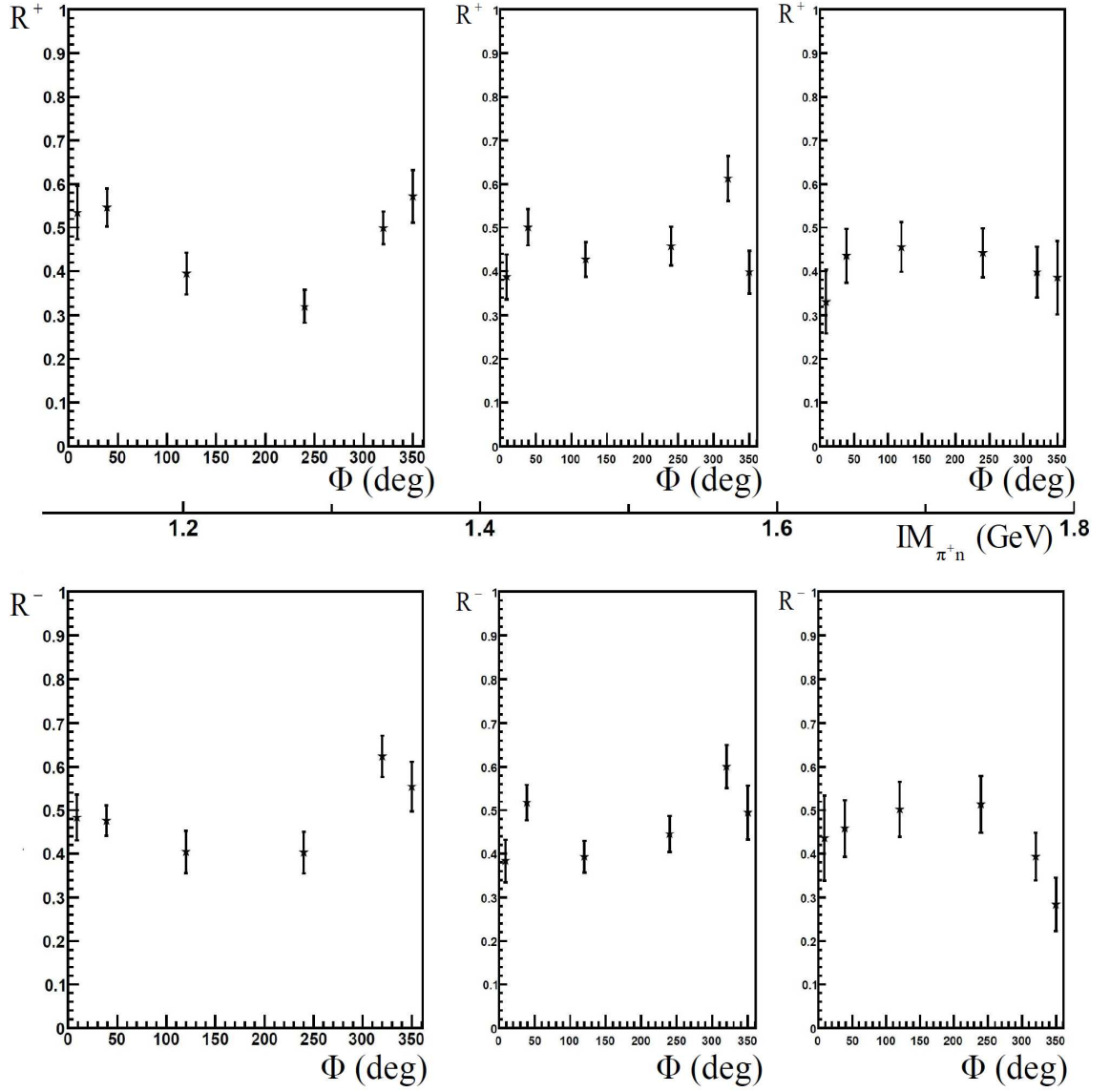


FIG. 9.6 – Contamination R^\pm des événements $ep \rightarrow en\pi^+\gamma X$ par les événements $ep \rightarrow en\pi^+\pi^0 \rightarrow en\pi^+\gamma(\gamma)$ résonnants et non résonnants en fonction de l'angle Φ et de la masse invariante IM_{π^+n} . Les figures représentent, de gauche à droite, la contamination dans la région du Δ^+ et dans la seconde et troisième région des résonances. Les barres d'erreur sont d'origine statistique.

9.3 Asymétrie de spin du faisceau des événements $ep \rightarrow en\pi^+\gamma$ dans la région des résonances

L'asymétrie de spin du faisceau de la réaction $ep \rightarrow en\pi^+\gamma$ s'exprime à partir des nombres d'événements selon,

$$A = \frac{\frac{1}{P}N_{en\pi^+\gamma}^+ - \frac{1}{P}N_{en\pi^+\gamma}^-}{N_{en\pi^+\gamma}^+ + N_{en\pi^+\gamma}^-} \quad (9.5)$$

Les nombres d'événements $N_{en\pi^+\gamma}^\pm$ sont déterminés à partir de l'équation 9.3. Les nombres $\frac{1}{P}N_{en\pi^+\gamma}^\pm$ sont obtenus à partir de la même équation mais les grandeurs intervenant dans leur définition sont déterminées à partir de spectres pondérés par la polarisation du faisceau d'électrons. Les résultats d'asymétrie de spin du faisceau sont données par la figure 9.7.

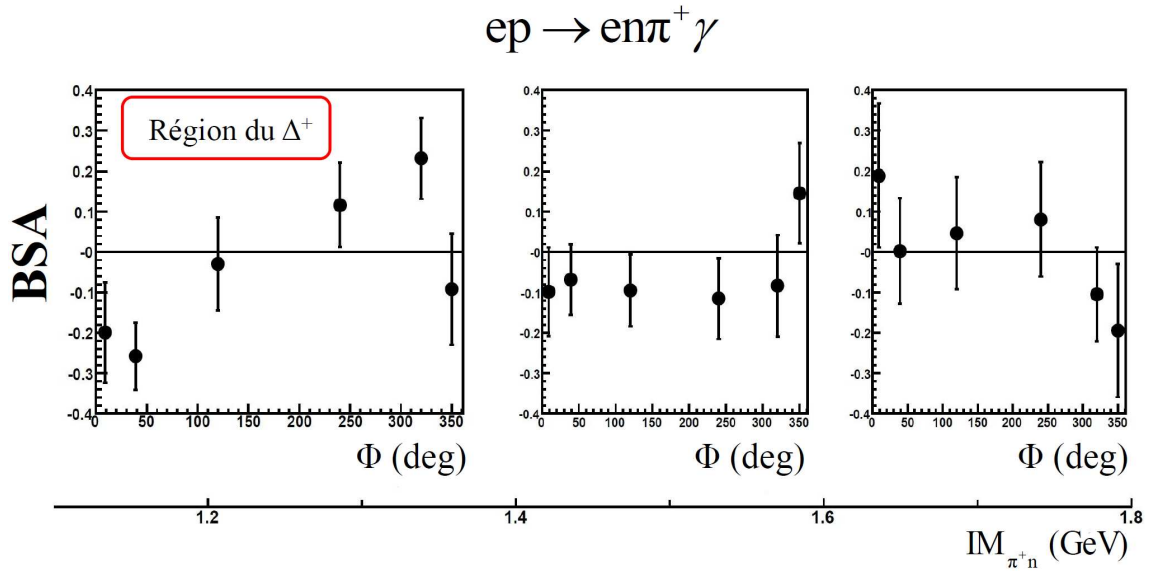


FIG. 9.7 – Asymétrie de spin du faisceau (BSA) pour les événements $ep \rightarrow en\pi^+\gamma$ en fonction de l'angle Φ et de la masse invariante IM_{π^+n} . L'asymétrie est donnée, de gauche à droite, dans la région du Δ^+ et dans la deuxième et troisième région des résonances. Les barres d'erreur sont d'origine statistique.

Au regard des barres d'erreur, la statistique se révèle être, ici encore, un facteur limitant. Cependant, malgré la grandeur des incertitudes statistiques, l'asymétrie obtenue, dans la région du Δ^+ , est différente d'une constante. Elle est négative sur le domaine angulaire $\Phi \in [0; 180[^\circ$ et positive sur la région $\Phi \in]180; 360]^\circ$. La prise en compte de la dimension des barres d'erreur permet d'avancer l'ordre de grandeur de

25% pour l'amplitude de l'asymétrie dans cette région. L'asymétrie est compatible avec zéro dans la seconde et troisième région des résonances.

9.4 Incertitudes de mesure

Une estimation des incertitudes pour l'asymétrie de spin du faisceau suit. Le cas des incertitudes statistiques est d'abord abordé. Les origines et l'estimation associées aux incertitudes systématiques sont traitées dans un second temps.

9.4.1 Incertitudes statistiques

Un raisonnement similaire à celui conduit dans la section 7.4.1 permet d'estimer l'erreur statistique ΔA sur l'asymétrie de spin du faisceau selon,

$$(\Delta A)^2 = \frac{1}{P^2} \frac{4[(N_{en\pi^+\gamma}^- \Delta N_{en\pi^+\gamma}^+)^2 + (N_{en\pi^+\gamma}^+ \Delta N_{en\pi^+\gamma}^-)^2]}{(N_{en\pi^+\gamma}^+ + N_{en\pi^+\gamma}^-)^4} \quad (9.6)$$

où l'incertitude statistique sur les nombres d'événements $ep \rightarrow en\pi^+\gamma$, $\Delta N_{ep \rightarrow en\pi^+\gamma}^\pm$, est dérivée de l'équation 9.3 :

$$(\Delta N_{en\pi^+\gamma}^\pm)^2 = N_{en\pi^+\gamma X}^\pm [(1 - R^\pm)^2 + N_{en\pi^+\gamma X}^\pm (\Delta R^\pm)^2] . \quad (9.7)$$

L'incertitude statistique ΔR^\pm sur le rapport R^\pm obtenue par dérivation de l'équation 9.4 :

$$(\Delta R^\pm)^2 = (R^\pm)^2 \left(\frac{1}{N_{en\pi^+\gamma X}^\pm} + \frac{1}{N_{en\pi^+\pi^0}^\pm} + \frac{1}{N_{\pi^+\pi^0}^{2\gamma \text{ sim}}} + \frac{1}{N_{\pi^+\pi^0}^{1\gamma \text{ sim}}} \right) \quad (9.8)$$

Une comparaison de la valeur estimée des incertitudes statistiques avec les incertitudes systématiques est donnée dans le tableau 9.3.

9.4.2 Incertitudes systématiques

Deux sources d'incertitude systématique ont été identifiées. La première est associée à la mesure de la polarisation du faisceau d'électrons. La soustraction du bruit de fond engendré par les événements $ep \rightarrow en\pi^+\pi^0$ mal identifiés en événements $ep \rightarrow en\pi^+\gamma$ est la seconde. Ces deux contributions sont traitées et une estimation des valeurs associées est donnée à la fin de cette section.

Polarisation du faisceau

Le résultat de la section 7.4.2 sur l'incertitude systématique ΔA_{syst}^P induite par la mesure de polarisation sur l'asymétrie est ré-utilisé :

$$\Delta A_{syst}^P = \frac{\Delta P}{P} |A| \quad (9.9)$$

où A est la valeur de l'asymétrie et ΔP est l'incertitude de mesure sur la polarisation.

Soustraction du bruit de fond

La soustraction du bruit de fond est basée sur l'utilisation de simulations. Elle induit l'incertitude systématique ΔA_{syst}^S sur l'asymétrie. Une estimation de l'erreur ΔA_{syst}^S peut être obtenue en comparant les résultats d'asymétrie obtenue avec différents modèles de bruit de fond. Les résultats de la présente analyse ont donc été comparés avec ceux obtenus en utilisant un modèle d'espace de phase pour le bruit de fond. Une estimation de l'incertitude systématique ΔA_{syst}^S peut alors être définie comme :

$$\Delta A_{syst}^S = \frac{|A_{phsp} - A|}{2} \quad (9.10)$$

où A_{phsp} est la valeur de l'asymétrie des événements $ep \rightarrow en\pi^+\gamma$ obtenue avec un modèle d'espace de phase pour le bruit de fond et A l'asymétrie telle qu'obtenue en section 9.3.

Résultats des estimations

A titre d'illustration, les incertitudes obtenues pour deux points sont reportées dans le tableau 9.3. Il ressort que l'extraction de l'asymétrie des événements $ep \rightarrow en\pi^+\gamma$ est peu sensible au modèle de bruit de fond utilisé. Les valeurs d'incertitude statistique sont d'environ un ordre de grandeur supérieures aux estimations pour les autres sources d'incertitudes. Les erreurs pour les autres points cinématiques conduisent aux mêmes observations. L'incertitude sur l'asymétrie des événements $ep \rightarrow en\pi^+\gamma$ est donc clairement dominée par l'incertitude statistique.

Φ (deg)	IM_{π^+n}	A	ΔA_{syst}^P	ΔA_{syst}^S	ΔA_{stat}
$0 \leq \Phi < 18$	région du Δ^+	-0.1968	0.0070	0.0074	0.1250
$180 \leq \Phi < 300$	région du Δ^+	0.1173	0.0042	0.0150	0.1040

TAB. 9.3 – Valeurs des différentes incertitudes sur l'asymétrie des événements $ep \rightarrow en\pi^+\gamma$ pour deux points cinématiques.

Chapitre 10

Analyse du bruit de fond

$ep \rightarrow en\pi^+\pi^0$

La réaction $ep \rightarrow en\pi^+\pi^0$ constitue le principal bruit de fond à soustraire du signal $en\pi^+\gamma$ dont l'analyse est décrite dans le chapitre 9. Cette soustraction s'appuie sur l'étude expérimentale exclusive des événements $en\pi^+\pi^0$ contaminants. Les événements où exactement un neutron, un électron, un π^+ et deux photons ont été détectés sont analysés. Tout d'abord, la sélection des événements est détaillée. Enfin, les résultats de cette analyse, les niveaux de contamination du signal $ep \rightarrow en\pi^+\gamma$ par le canal $ep \rightarrow en\pi^+\pi^0$, sont présentés en section 10.3.

10.1 Identification des événements $ep \rightarrow en\pi^+\pi^0$

La technique de sélection des événements $en\pi^+\pi^0$ est similaire à celle présentée dans le cadre de l'analyse $ep \rightarrow ep\pi^0\pi^0$. Un filtre est d'abord appliqué pour sélectionner les événements $ep \rightarrow en\pi^+\gamma\gamma$. La reconstruction du pion neutre constitue la dernière étape d'identification.

10.1.1 Sélection cinématique

Le filtre, défini pour la sélection des événements $ep \rightarrow en\pi^+\gamma\gamma$, s'appuie sur : l'impulsion transverse manquante P^T , l'énergie manquante $E_{en\pi^+\gamma\gamma X}$ et le carré $M_{en\pi^+\gamma\gamma X}^2$ de la masse manquante du système $ep \rightarrow en\pi^+\gamma\gamma$, les carrés $M_{en\gamma\gamma X}^2$ et $M_{en\pi^+ X}^2$ des masses manquantes des systèmes $ep \rightarrow en\gamma\gamma$ et $ep \rightarrow en\pi^+$ et enfin la masse manquante $M_{e\pi^+\gamma\gamma X}$ du système $ep \rightarrow e\pi^+\gamma\gamma$.

Les valeurs des coupures appliquées sont données dans le tableau 10.1. Il n'y a pas de différenciation entre les combinaisons de détection des photons issus de la

	limite inférieure	limite supérieure
$P_{en\pi^+\gamma\gamma X}^T$ (GeV)		0.3
$E_{en\pi^+\gamma\gamma X}$ (GeV)		0.4
$M_{en\pi^+\gamma\gamma X}^2$ (GeV ²)	-0.1	0.1
$M_{en\gamma\gamma X}^2$ (GeV ²)	-0.1	0.2
$M_{en\pi^+ X}^2$ (GeV ²)	-0.1	0.2
$M_{e\pi^+\gamma\gamma X}$ (GeV)	0.8	1.2

TAB. 10.1 – Valeurs des coupures de sélection pour l’analyse de la réaction $ep \rightarrow en\pi^+\pi^0$

décroissance du pion neutre. Cette dernière est effectuée, comme décrit dans la section suivante, lors de l’identification du méson π^0 de l’état final.

L’effet du filtre de sélection est illustré par la figure 10.1 qui montre la comparaison entre données expérimentales et simulées après l’application des coupures de sélection. Données expérimentales et simulées présentent visuellement des tendances similaires. Les résolutions et les positions des pics obtenues dans les deux cas sont aussi en excellent accord visuel.

10.1.2 Identification du π^0

La distribution en masse invariante $IM_{\gamma\gamma}$ des photons de l’état final pour la configuration IC/IC est présentée par la figure 10.2 a) avant sélection cinématique et b) après. Il reste, après sélection, un faible fond combinatoire dont l’amplitude représente environ 1% du pic π^0 . La sélection des événements $en\pi^+\pi^0$ est donc finalisée par l’identification du π^0 . Les distributions en masse invariante $IM_{\gamma\gamma}$ de chaque combinaison de détection et chaque *bin* cinématique sont ajustées par la fonction g définie comme :

$$g(IM_{\gamma\gamma}^i) = background + Ae^{-(IM_{\gamma\gamma}^i - \mu)^2 / 2\sigma^2} \quad (10.1)$$

où A , μ et σ sont respectivement l’amplitude, la valeur moyenne et la largeur à mi-hauteur de la gaussienne et *background* est le modèle de fond, linéaire ou polynomial d’ordre 3, utilisé. L’indice i fait référence à la combinaison de détection des photons : IC/IC, EC/EC, EC/IC et IC/EC. Les coefficients du polynôme et les paramètres de la gaussienne sont ajustés sur les données expérimentales. La figure 10.3 montrent la valeur moyenne μ et la largeur σ ainsi extraites pour la combinaison IC/IC. Les points ronds correspondent aux résultats avec un modèle de fond linéaire et les carrés avec un modèle polynomial d’ordre 3. Les différences observées sont inférieurs au pourcent. Les valeurs retenues sont celles obtenues avec le modèle de fond linéaire.

Les pions neutres sont alors sélectionnés en appliquant les coupures :

$$\mu^{ij} - 3\sigma^{ij} \leq IM_{\gamma\gamma}^{ij} \leq \mu^{ij} + 3\sigma^{ij} \quad (10.2)$$

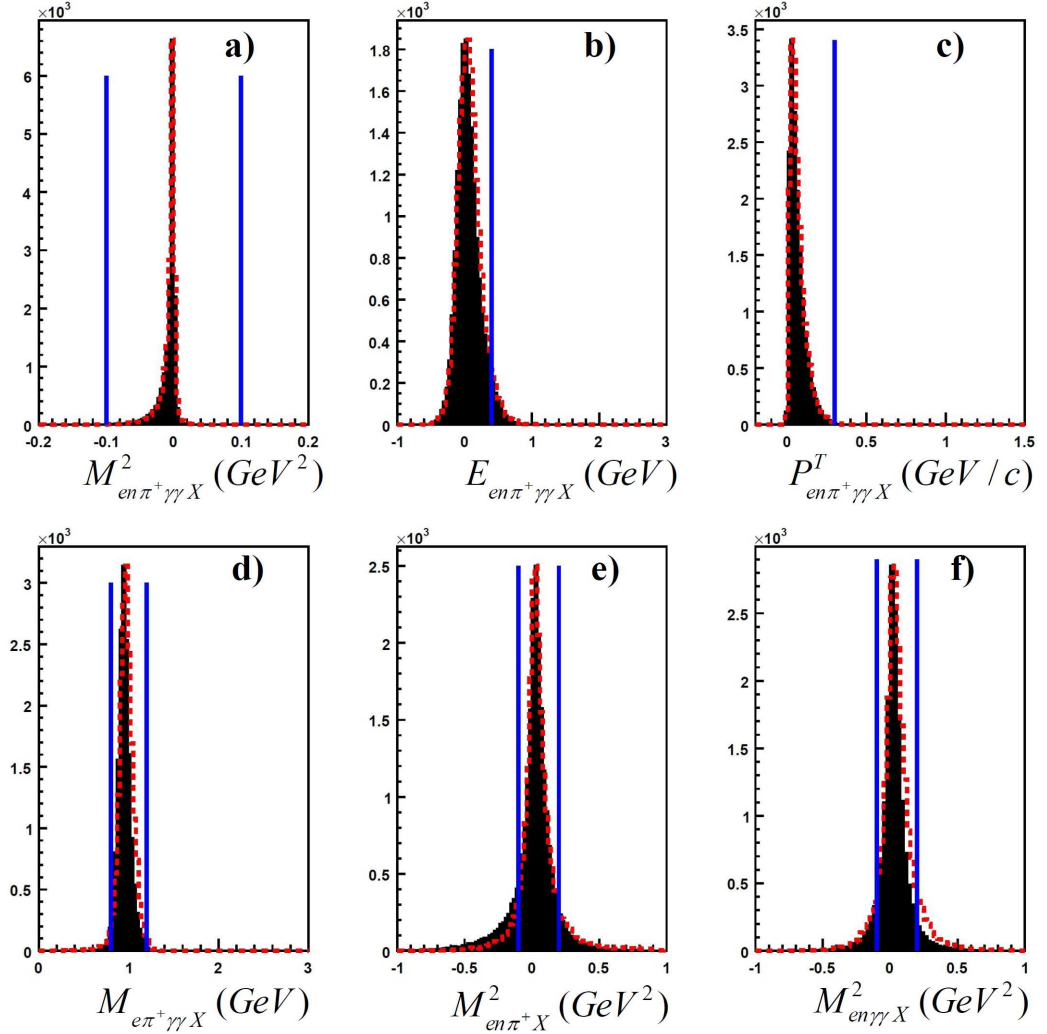


FIG. 10.1 – Comparaison entre données expérimentales (en tirets) et données simulées (en noir) pour chacune des variables de sélection après application des coupures (hormis celles sur la variable observée). Les spectres a) à f) correspondent à la masse manquante $M^2_{en\pi^+\gamma\gamma X}$, à l'énergie manquante $E_{en\pi^+\gamma\gamma X}$, à l'impulsion transverse manquante $P^T_{en\pi^+\gamma\gamma X}$, aux masses manquantes $M_{e\pi^+\gamma\gamma X}$, $M^2_{en\pi^+X}$ et $M^2_{en\gamma\gamma X}$. Les lignes verticales marquent la valeur des coupures de sélection.

où l'indice i fait référence à la combinaison de détection des photons et j au *bin* cinématique. Tout comme dans le cas de l'analyse $ep \rightarrow ep\pi^0\pi^0$, les nombres d'événements déterminés ici doivent l'être selon un découpage cinématique identique à celui de l'analyse $ep \rightarrow en\pi^+\gamma$ (chapitre 9) afin de pouvoir appliquer la méthode de soustraction du bruit de fond.

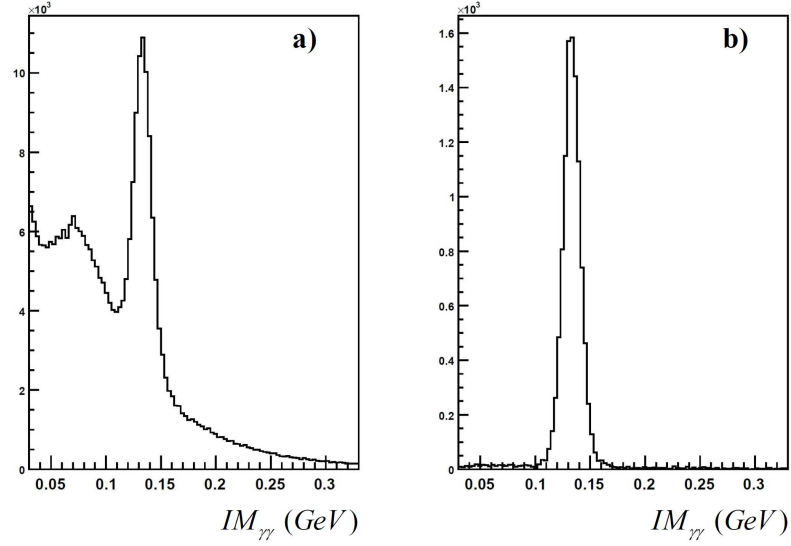


FIG. 10.2 – Distributions en masse invariante $IM_{\gamma\gamma}$ pour la combinaison IC/IC. L'image a) montre cette distribution avant application des coupures de sélection et l'image b) après.

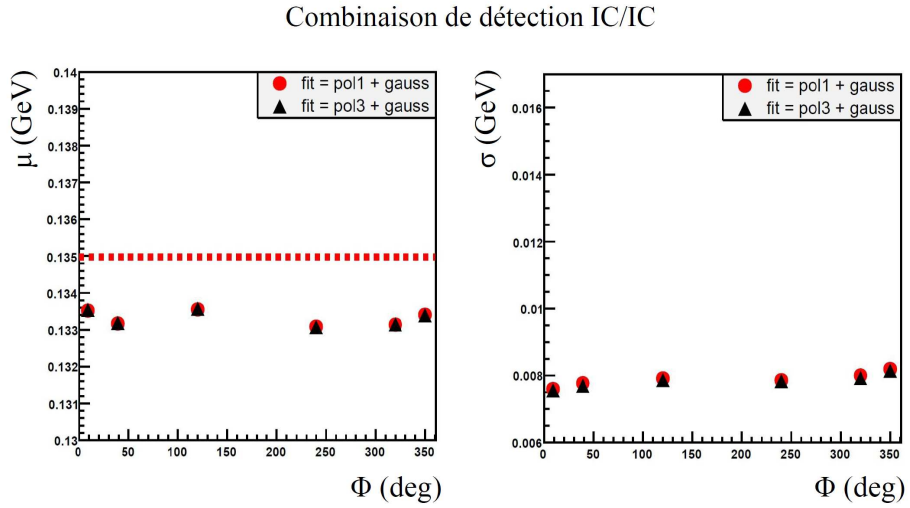


FIG. 10.3 – Valeur moyenne μ et largeur σ du pic π^0 en fonction de Φ pour la combinaison IC/IC. Les points ronds sont le résultat de l'ajustement avec un modèle de fond linéaire, les triangles avec un modèle polynomial d'ordre 3. La ligne horizontale en tirets marque la valeur de la masse du π^0 .

10.2 Validité du modèle Monte-Carlo pour le générateur d'événements

Les générateurs Monte-Carlo, utilisés pour la production d'événements $ep \rightarrow en\pi^+\pi^0$, sont basés sur *genev* [58]. Ceux développés pour une analyse similaire [59] sont ré-utilisés ici. Les événements résonnants et non résonnants sont générés séparément. La partie non résonnante est simulée avec un générateur d'espace de phase tandis que la partie résonnante, due à la décroissance $\rho^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$, est basée sur un modèle du type Breit-Wigner. La proportion relative entre les deux est choisie de manière à reproduire le plus fidèlement possible les données expérimentales. La figure 10.4 montre la comparaison entre données expérimentales et simulées pour différentes variables cinématiques.

L'accord entre les simulations et les données expérimentales dépend de la variable cinématique considérée. Les tendances des distributions expérimentales sont reproduites par les données simulées dans tous les cas et dans une moindre mesure pour la masse invariante $IM_{\pi^+\pi^0}$ et l'angle Φ . Le résultat présenté est le meilleur accord obtenu en faisant varier la proportion relative des événements résonnants et non résonnants et constitue un compromis pour la reproduction simultanée de toutes les variables cinématiques présentées. Toutefois, il est possible de reproduire plus fidèlement la masse invariante $IM_{\pi^+\pi^0}$ au prix d'un désaccord pour toutes les autres distributions.

Il a été montré lors de l'évaluation des incertitudes systématiques associées à la mesure d'asymétrie de spin du faisceau de la réaction $ep \rightarrow en\pi^+\gamma$ en section 9.4.2 que ces résultats ne dépendaient que faiblement du modèle Monte-Carlo utilisé pour la génération du fond $ep \rightarrow en\pi^+\pi^0$. La soustraction du bruit de fond avec un modèle d'espace de phase induit une variation sur l'asymétrie de l'ordre de 6% alors que les incertitudes statistiques sont de l'ordre de 60%. L'accord constaté est alors estimé suffisant.

10.3 Résultats

Les résultats de l'analyse $en\pi^+\pi^0$ sont rappelés par la figure 10.5. La contamination R est donnée pour chacun des états d'hélicité du faisceau et chaque *bin* cinématique. Elle est de l'ordre de 45 à 50% en moyenne.

L'asymétrie de spin du faisceau des événements $ep \rightarrow en\pi^+\pi^0$ dans la région des résonance a aussi été extraite (figure 10.6). L'asymétrie pour la partie résonnante des événements $ep \rightarrow en\pi^+\pi^0$ (l'électroproduction de ρ^+) est interprétable en terme de distributions généralisées de partons. Cependant l'extraction de cette contribution n'a pas été entreprise lors de cette analyse. C'est pourquoi aucune interprétation de l'asymétrie de double électroproduction de pions n'est effectuée.

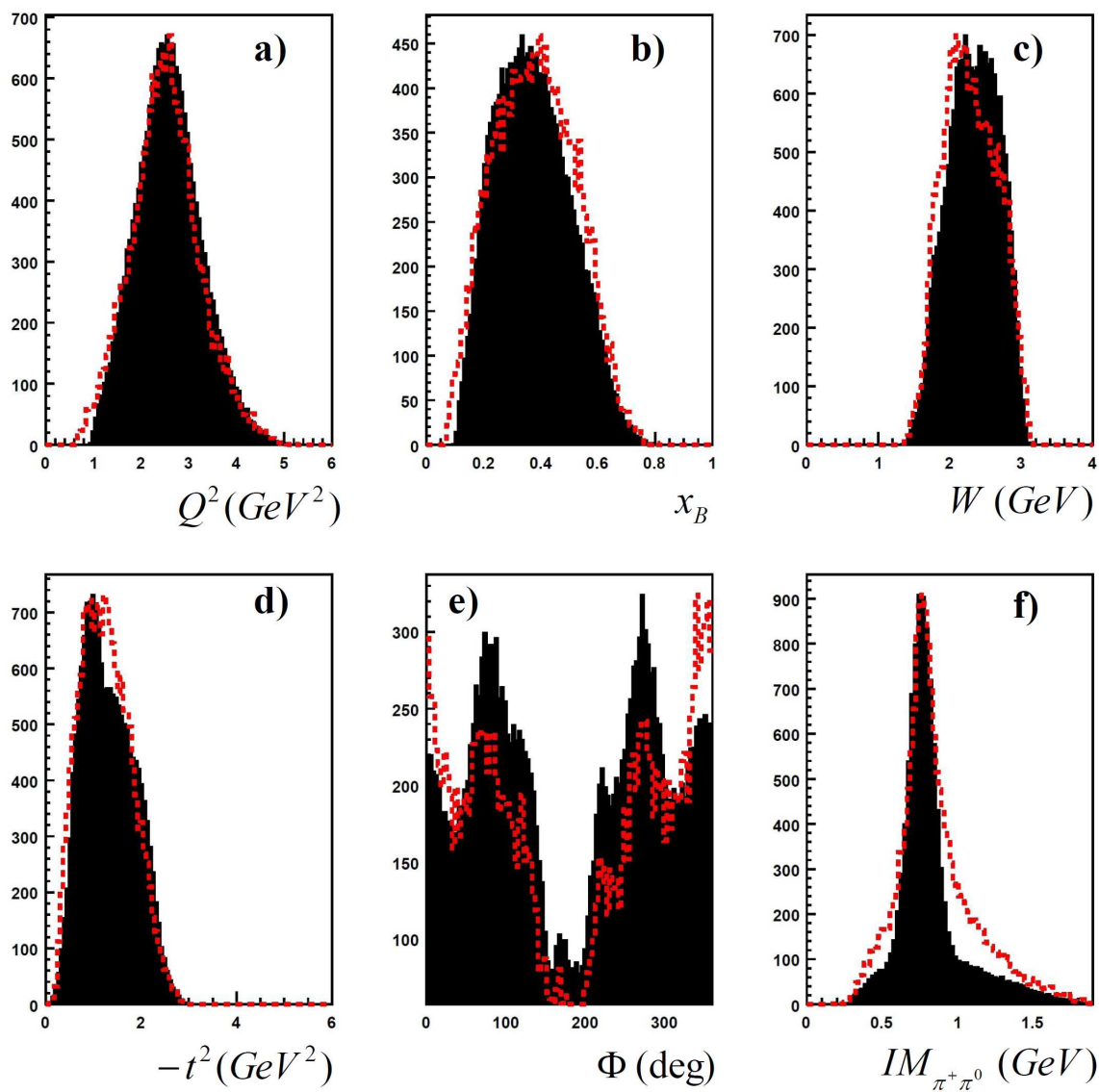


FIG. 10.4 – Comparaison entre données expérimentales (en tirets) et données simulées (en noir) après application des coupures de sélection. Les images a) à f) correspondent respectivement à Q^2 , x_B , W , $-t$, Φ et à la masse invariante $IM_{\pi^+\pi^0}$.

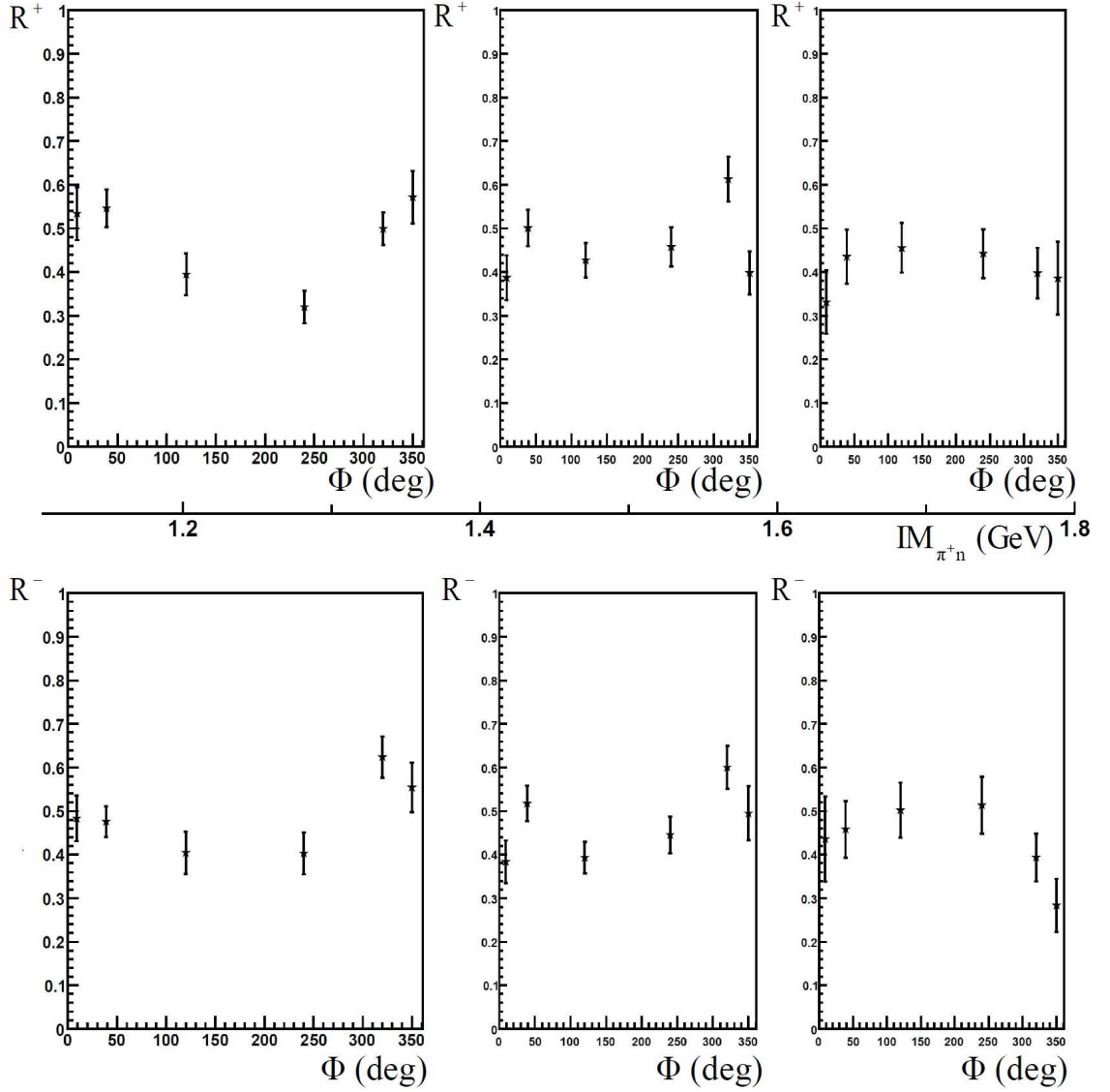


FIG. 10.5 – Contamination R^\pm des événements $ep \rightarrow en\pi^+\gamma X$ par les événements $ep \rightarrow en\pi^+\pi^0 \rightarrow en\pi^+\gamma(\gamma)$ résonnants et non résonnants en fonction de l'angle Φ et de la masse invariante IM_{π^+n} . Les figures représentent, de gauche à droite, la contamination dans la région du Δ^+ et dans la seconde et troisième région des résonances. Les incertitudes sont statistiques.

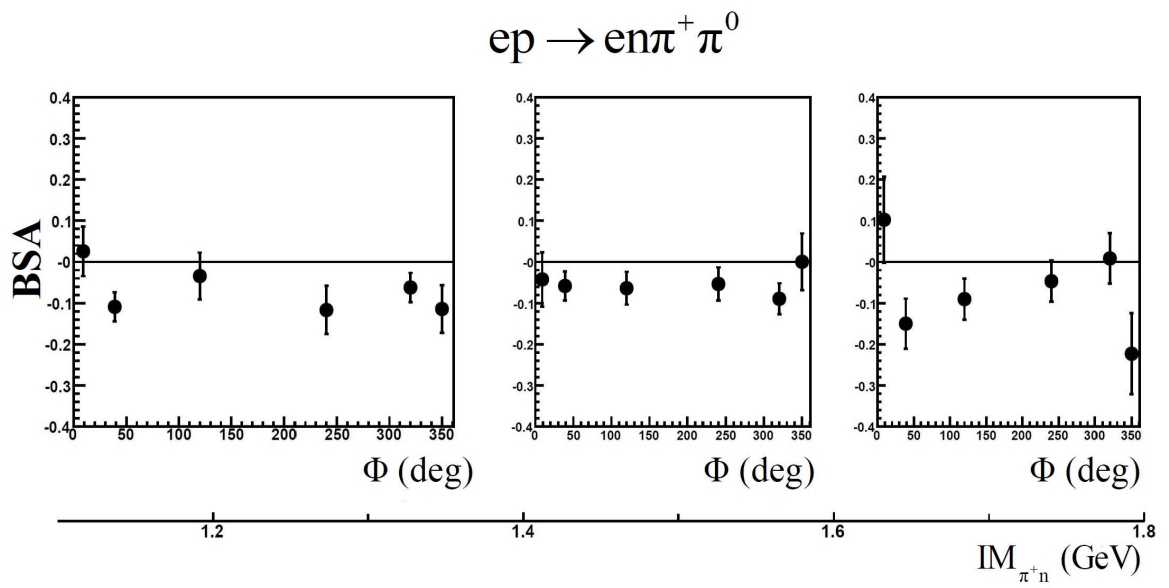


FIG. 10.6 – Asymétrie de spin du faisceau pour la réaction $ep \rightarrow en\pi^+\pi^0$ en fonction de l'angle Φ et de la masse invariante IM_{π^+n} . L'asymétrie est donnée, de gauche à droite, dans la région du Δ^+ et dans la deuxième et troisième région des résonances. Les incertitudes sur le graphe sont statistiques.

Quatrième partie

Résultats : asymétrie de spin du
faisceau pour les réactions $ep \rightarrow eN\pi\gamma$
dans la région du Δ^+

Récapitulation et discussion des résultats

L'asymétrie de spin du faisceau des réactions $ep \rightarrow eN\pi\gamma$ dans la région du Δ^+ , rappelée par la figure 10.7, constitue le résultat principal de cette thèse. L'estimation des incertitudes a montré que l'erreur est dominée par l'incertitude statistique comme illustré par les tableaux 10.2 et 10.3. Les asymétries obtenues pour les voies $ep \rightarrow ep\pi^0\gamma$ et $ep \rightarrow en\pi^+\gamma$ sont, dans la limite des barres d'erreur, différentes de zéro et de signe opposé avec des amplitudes respectives d'environ 20 et 25%.

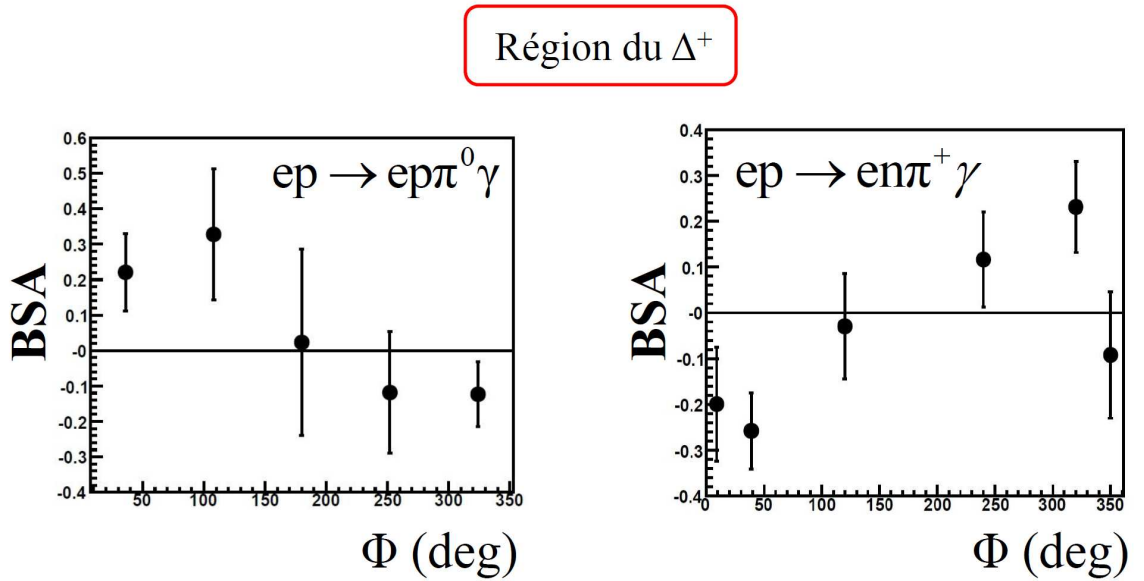


FIG. 10.7 – Asymétrie de spin du faisceau pour les réactions $ep \rightarrow eN\pi\gamma$ dans la région du Δ^+ . L'asymétrie est donnée en fonction de l'angle Φ . Les incertitudes sont d'origine statistique.

Φ (deg)	A	ΔA_{syst}^P	ΔA_{syst}^{Side}	ΔA_{syst}^{MC}	ΔA_{stat}
$0 \leq \Phi < 72$	0.2207	0.0078	0.0225	0.0486	0.1086
$72 \leq \Phi < 144$	0.3277	0.0116	0.1264	0.0655	0.1840
$144 \leq \Phi < 216$	0.0230	0.0008	0.0027	0.0051	0.2634
$216 \leq \Phi < 288$	-0.1185	0.0042	0.0397	0.0237	0.1712
$288 \leq \Phi < 360$	-0.1234	0.0044	0.0022	0.0247	0.0909

TAB. 10.2 – Valeurs des différentes incertitudes sur l’asymétrie de spin du faisceau de la réaction $ep \rightarrow ep\pi^0\gamma$ dans la région du Δ^+ . Les définitions et les méthodes d’estimations des incertitudes sont détaillées dans la section 7.4.

Φ (deg)	A	ΔA_{syst}^P	ΔA_{syst}^S	ΔA_{stat}
$0 \leq \Phi < 18$	-0.1968	0.0070	0.0074	0.1250
$18 \leq \Phi < 60$	-0.2589	0.0092	0.0077	0.0832
$60 \leq \Phi < 180$	-0.0294	0.0011	0.0022	0.1147
$180 \leq \Phi < 300$	0.1173	0.0042	0.0150	0.1040
$300 \leq \Phi < 340$	0.2311	0.0082	0.0198	0.0995
$340 \leq \Phi < 360$	-0.0919	0.0033	0.0006	0.1382

TAB. 10.3 – Valeurs des différentes incertitudes sur l’asymétrie des événements $ep \rightarrow en\pi^+\gamma$ dans la région du Δ^+ . Les détails concernant les incertitudes de mesure sont décrits dans la section 9.4.

L’apport des résultats

L’analyse [54] avait permis de démontrer qu’une étude basée sur des événements $en\pi^+(\gamma)$ où le photon produit n’est pas détecté ne constituait pas une configuration favorable pour l’étude du Δ VCS. La détection de toutes les particules de l’état final, avec l’augmentation de la couverture angulaire de CLAS pour les photons, a permis d’améliorer la signature des événements $eN\pi\gamma$ et de mesurer pour la première fois l’asymétrie de spin du faisceau correspondante. Il ressort aussi de ces résultats que la statistique représente la principale limite des analyses $eN\pi\gamma$. Si une étude dédiée des réactions $ep \rightarrow eN\pi\gamma$ dans la région du Δ^+ est envisagée dans le futur, des expériences plus longues avec une luminosité plus importante sont un palliatif possible au défaut de statistique constaté.

En sus, ces résultats établissent la première mise en évidence expérimentale d’une asymétrie de spin du faisceau pour ces canaux. Elle peut être interprétée comme le premier signe d’observation d’une interférence entre les processus Δ VCS et Bethe-Heitler. Contextuellement, ces résultats peuvent être considérés comme l’équivalent de la première mise en évidence de l’observation du processus DVCS. S’ils étaient confirmés expérimentalement par une source indépendante, cela permettrait de renouveler l’approche d’étude du premier état résonnant du nucléon en ouvrant la

porte à une description au niveau partonique de la transition nucléon- Δ^+ . La valeur absolue des amplitudes d'asymétrie observée est compatible avec les prédictions du modèle phénoménologique [34], compte tenu des incertitudes de mesure et du modèle. En particulier, l'approximation *large* N_C utilisée pour le calcul des GPD N- Δ , est estimée par les auteurs de [34] valide à 30% près.

Signe des asymétries

Il a été mis en évidence que le signe de l'asymétrie $ep \rightarrow eN\pi\gamma$ dans la région du Δ^+ est différent selon l'état final $N\pi$ considéré. Il existe une différence fondamentale entre les analyses $ep \rightarrow ep\pi^0\gamma$ et $ep \rightarrow en\pi^+\gamma$. Celle-ci réside dans la nature de l'état final étudié. Pour l'analyse du canal $ep \rightarrow ep\pi^0\gamma$ dans la région du Δ^+ , il y a interférence entre le canal $ep \rightarrow ep\pi^0\gamma$ et le canal résonnant $ep \rightarrow e\Delta^+\gamma \rightarrow ep\pi^0\gamma$. Dans le cas de l'analyse de la réaction $ep \rightarrow en\pi^+\gamma$ dans la région du Δ^+ , il y a interférence entre le canal $ep \rightarrow en\pi^+\gamma$ et le canal résonnant $ep \rightarrow e\Delta^+\gamma \rightarrow en\pi^+\gamma$. La différence de nature des contributions non résonnantes pourrait être à l'origine de la différence de signe observée. Cette observation est en contradiction avec les résultats du modèle phénoménologique [34] où une asymétrie positive est prédite quelque soit l'état final $N\pi$ et ce en tenant compte de la contribution des canaux non résonnants. Il semble donc qu'une modélisation plus poussée soit nécessaire pour rendre compte de cette observation. Cet effort ne pourra se faire sur la seule base des résultats présentés ici. Comme mentionné précédemment, une confirmation expérimentale extérieure doit être apportée.

Résumé et Conclusion

Dans la première partie de ce document ont été décrites les motivations physiques pour la mesure de l'asymétrie de spin du faisceau des réactions $ep \rightarrow eN\pi\gamma$ dans la région du Δ^+ . La généralisation des GPD pour la description de réactions exclusives où le hadron de recul est un Δ^+ permet d'envisager la description de la transition nucléon- Δ^+ au niveau partonique. Le processus le plus simple faisant intervenir ce nouveau type de GPD est le processus Δ VCS : $ep \rightarrow e\Delta^+\gamma$. Similairement au cas de la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$, l'observable d'asymétrie de spin du faisceau pour les réactions $ep \rightarrow eN\pi\gamma$ dans la région du Δ^+ , peut être utilisée pour signer l'observation du processus Δ VCS.

Un descriptif des appareillages expérimentaux, l'accélérateur CEBAF et le détecteur CLAS du Jefferson Lab, a ensuite été donné et les étapes précédant les analyses (à savoir l'expérience proprement dite et les étalonnages) ont été aussi brièvement abordées. Les données ici exploitées ont été acquises en 2005, un an avant le début de cette thèse. Le but principal de l'expérience était l'étude de l'asymétrie de spin du faisceau de la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$ qui fait intervenir le processus DVCS. Elle a utilisé un faisceau d'électrons polarisé de 5.775 GeV et d'intensité maximale de 25 nA sur une cible d'hydrogène non polarisée pour un temps cumulé d'environ 36 jours de faisceau effectif. Un nouveau calorimètre électromagnétique a été ajouté pour augmenter la couverture angulaire du spectromètre CLAS aux angles avants où la majorité des photons DVCS est attendue.

Les études exploratoires des réactions $ep \rightarrow eN\pi\gamma$ dans la région du Δ^+ , décrites dans la troisième partie, ont permis de mettre en évidence les limites de ces analyses. La statistique à disposition est un des principaux facteurs limitants. L'abondance des événements est limitée par la multiplicité des particules dans l'état final qui diminue leur probabilité de détection simultanée. La résultante est l'obtention d'incertitudes statistiques importantes, supérieures à 50%. L'autre facteur limitant est la résolution en masse manquante du détecteur CLAS et consécutivement le fait de ne pas pouvoir différencier un état de masse nulle d'un π^0 en utilisant la méthode de la masse manquante. Ainsi un bruit de fond provenant de la mesure partielle des voies de double électroproduction de pions $ep \rightarrow eN\pi\pi$ contribue au signal $eN\pi\gamma$. Ce bruit de fond est estimé de l'ordre de 25% pour l'analyse $ep \rightarrow ep\pi^0\gamma$ et de 45% pour l'étude $ep \rightarrow en\pi^+\gamma$. Un fond supplémentaire est à soustraire pour l'analyse $ep \rightarrow ep\pi^0\gamma$. Il s'agit d'un fond combinatoire dû à l'incapacité de reconstruire parfaitement, événement par événement, le π^0 de l'état final. Cette étape supplémentaire réduit encore la statistique disponible pour la mesure et induit des incertitudes systématiques supplémentaires qui sont de l'ordre de 12%. Il en ressort que l'étude du canal $ep \rightarrow en\pi^+\gamma$ est la plus favorable d'un point de vue expérimental.

Les résultats d'asymétrie de spin du faisceau obtenus montrent clairement une dépendance en Φ . Les amplitudes respectives pour les voies $ep \rightarrow ep\pi^0\gamma$ et $ep \rightarrow en\pi^+\gamma$ dans la région du Δ^+ sont d'environ 20 et 25%. Il s'agit de la première observation d'une asymétrie pour ces voies. Elle peut être interprétée comme le signe d'une

interférence entre les processus Δ VCS et Bethe-Heitler. L'ordre de grandeur des amplitudes expérimentales est compatible avec les prédictions théoriques disponibles. Néanmoins, le changement de signe des asymétries selon la voie $ep \rightarrow eN\pi\gamma$ considérée n'est pas prédit par le modèle. Un effort supplémentaire doit être mené sur les fronts expérimentaux, pour confirmer les résultats, et théoriques, pour rendre compte des observations expérimentales.

Une étude de la réaction $ep \rightarrow eN\pi\gamma$ dans la région du Δ^+ est actuellement menée par la collaboration HERMES. Si les résultats présentés ici étaient confirmés, cela ouvrirait un nouveau chapitre dans l'étude des états résonnants du nucléon. Plus précisément, cela constituerait un pas supplémentaire vers l'étude au niveau partonique de la transition nucléon- Δ^+ et ouvrirait un nouveau programme de physique expérimental. Dans la continuité de cet effort, l'amélioration prévue de l'accélérateur CEBAF permettra d'atteindre un nouveau domaine cinématique à plus grand Q^2 et ainsi d'étendre le domaine d'étude du processus Δ VCS. Aussi, l'accroissement de la luminosité de fonctionnement du futur détecteur CLAS12, par rapport à celle de l'actuel détecteur CLAS, permettra de remédier partiellement à la faible statistique obtenue pour les voies $ep \rightarrow eN\pi\gamma$ dans la région du Δ^+ .

Annexe A

Compléments sur les motivations physiques

A.1 Section efficace élastique électron-nucléon

Un complément d'information motivant la définition du courant nucléonique pour la diffusion élastique électron-nucléon est donné dans cette annexe.

Dans l'hypothèse la plus réaliste d'un nucléon étendu, l'exemple du proton est pris dans la suite, le courant nucléonique j^μ s'écrit :

$$j^\mu = e\bar{U}(p')\Gamma_\mu U(p) \quad (\text{A.1})$$

où e est la charge électrique élémentaire, U est le spineur du nucléon, et $\bar{U} = U^\dagger\gamma^0$. Le spineur U^\dagger est le transposé conjugué du spineur U et γ^0 la première matrice de Dirac. La forme la plus générale de la matrice Γ_μ conservant le courant j^μ et la parité¹ peut s'écrire comme :

$$\Gamma^\mu = \gamma^\mu F_1 + i\sigma^{\mu\nu}(p' + p)_\nu F_3 + i\sigma^{\mu\nu}(p' - p)_\nu F_2 + (p' - p)_\mu F_4 + (p' + p)_\mu F_5 \quad (\text{A.2})$$

où les fonctions F_i ($i \in \{1; 5\}$) sont des fonctions de Q^2 . Les matrices γ_μ sont les matrices de Dirac et les tenseurs $\sigma^{\mu\nu}$ sont les commutateurs définis par $\sigma^{\mu\nu} = \frac{i}{2}[\gamma^\mu, \gamma^\nu]$. Les variables p et p' sont respectivement les quadri-vecteurs des protons cible et diffusé. Cependant tous les termes du second membre de l'équation A.2 ne sont pas indépendants : ils sont liés par l'identité de Gordon².

La prise en compte des symétries du système conduit au choix de Γ_μ exposé dans la section 1.1, soit

$$\Gamma^\mu = \gamma^\mu F_1(-Q^2) + i\sigma^{\mu\nu}q_\nu \frac{\kappa}{2M} F_2(-Q^2) \quad (\text{A.3})$$

¹En particulier cela exclut les matrices γ^5 et $\gamma^\mu\gamma^5$, celles-ci ne conservant pas la parité

²La forme de l'identité de Gordon est : $\sigma^{\mu\nu}(p' - p)_\nu = 2M\gamma^\mu - (p' + p)^\mu$.

où q est le quadri-vecteur du photon échangé, κ le moment magnétique anormal du nucléon et M sa masse.

A.2 Section efficace de diffusion profondément inélastique

Les motivations pour la définition du tenseur hadronique $T_{\mu\nu}$ utilisé dans la description de la section efficace de la diffusion profondément inélastique sont données ci-après.

Le tenseur leptonique $L^{\mu\nu}$ étant symétrique, seule la partie symétrique de $T_{\mu\nu}$ contribue à la section efficace. En effet, le tenseur $T_{\mu\nu}$ peut être décomposé en une partie symétrique $T_{\mu\nu}^S$ et anti-symétrique $T_{\mu\nu}^A$. Le produit des tenseurs leptonique et hadronique peut alors s'écrire :

$$L^{\mu\nu}T_{\mu\nu} = L^{\mu\nu}(T_{\mu\nu}^S + T_{\mu\nu}^A) = L^{\nu\mu}(T_{\nu\mu}^S + T_{\nu\mu}^A) = L^{\mu\nu}(T_{\mu\nu}^S - T_{\mu\nu}^A) . \quad (\text{A.4})$$

Il est alors déduit l'égalité suivante,

$$L^{\mu\nu}T_{\mu\nu}^A = -L^{\mu\nu}T_{\mu\nu}^A . \quad (\text{A.5})$$

Ceci implique donc une contribution nulle à la section efficace de la partie anti-symétrique du tenseur hadronique. De fait, le tenseur hadronique recherché a la forme générale d'un tenseur symétrique d'ordre deux conservant la parité et construit à partir du tenseur métrique $g_{\mu\nu}$ et des composantes p_μ , q_μ des quadri-vecteurs du nucléon cible et du photon virtuel :

$$T_{\mu\nu} = Ag_{\mu\nu} + Bq_\mu q_\nu + C(p_\mu q_\nu + p_\nu q_\mu) + Dp_\mu p_\nu \quad (\text{A.6})$$

où A , B , C et D sont des fonctions de la virtualité Q^2 et de l'énergie ν du photon échangé. La conservation du courant électromagnétique hadronique, $q^\mu T_{\mu\nu} = 0$, impose les relations suivantes quels que soient q_ν , p_ν :

$$(A + Bq^2 + Dp \cdot q)q_\nu = 0 \quad (\text{A.7})$$

$$(Cq^2 + Dp_\mu)p_\nu = 0 \quad (\text{A.8})$$

conduisant à l'expression suivante pour le tenseur $T_{\mu\nu}$:

$$T_{\mu\nu} = A\left(g_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{q^2}\right) + D\left(\frac{(p \cdot q)^2}{q^4}q_\mu q_\nu - \frac{p \cdot q}{q^2}(p_\mu q_\nu + p_\nu q_\mu) + p_\mu p_\nu\right) \quad (\text{A.9})$$

Ce qui correspond avec une notation plus usuelle à la forme donnée dans la section 1.2.1 :

$$T_{\mu\nu} = -W_1\left(g_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{q^2}\right) + \frac{W_2}{M^2}\left(p_\mu - \frac{p \cdot q}{q^2}q_\mu\right)\left(p_\nu - \frac{p \cdot q}{q^2}q_\nu\right) \quad (\text{A.10})$$

où les fonctions $W_{1,2}(Q^2, \nu)$ sont les fonctions de structure du nucléon.

A.3 Amplitudes des processus DVCS et Bethe-Heitler

A.3.1 Le processus DVCS

Dans cette section, l'amplitude non polarisée du processus DVCS est présentée. Ceci constitue un complément à la section 2.5.1 où la section efficace de la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$ est donnée. La factorisation de l'électroproduction d'un photon sur le proton dans le régime de Bjorken, a été démontrée indépendamment dans les références [28], [29], [30] et [31]. Les diagrammes au premier ordre de QCD du processus résultant, le processus DVCS, sont donnés par la figure A.1. Le tenseur hadronique

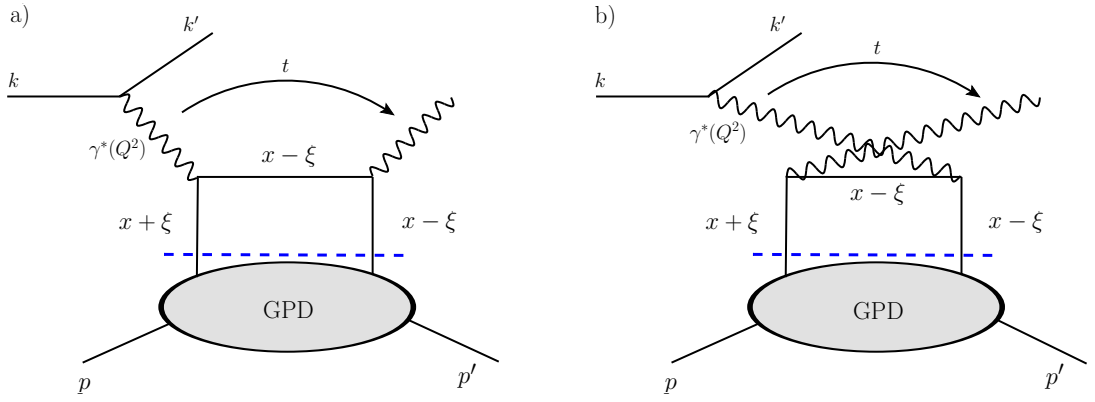


FIG. A.1 – Diagrammes du "sac à main" pour le DVCS : (a) diagramme direct et (b) diagramme croisé.

$T^{\mu\nu}$ associé au processus DVCS, est alors donné, dans le référentiel du cône de lumière et toujours au premier ordre, par :

$$\begin{aligned}
 T^{\mu\nu} = & \frac{1}{2}(\tilde{p}^\mu n^\nu + \tilde{p}^\nu n^\mu - g^{\mu\nu}) \int_{-1}^1 dx \left(\frac{1}{x - \xi + i\epsilon} + \frac{1}{x + \xi - i\epsilon} \right) \\
 & \times \left[H^p \bar{U}(p') \gamma n U(p) + E^p \bar{U}(p') i \sigma^{\kappa\alpha} \frac{n_\kappa \Delta_\alpha}{2M} U(p) \right] \\
 & + \frac{1}{2}(-i \epsilon^{\mu\nu\kappa\alpha} \tilde{p}_\kappa n_\alpha) \int_{-1}^1 dx \left(\frac{1}{x - \xi + i\epsilon} + \frac{1}{x + \xi - i\epsilon} \right) \\
 & \times \left[\tilde{H}^p \bar{U}(p') \gamma n U(p) + \tilde{E}^p \bar{U}(p') \gamma_5 \frac{\Delta \cdot n}{2M} U(p) \right] \quad (A.11)
 \end{aligned}$$

avec $\varepsilon^{0123} = +1$ et Δ le moment transféré au nucléon. Le spineur U est celui du nucléon. Les vecteurs \tilde{p} et n sont les quadri-vecteurs de base du référentiel du cône

de lumière tels que $\tilde{p} \cdot n = 1$ et $\tilde{p}^2 = n^2 = 0$. Ils sont définis comme :

$$\tilde{p} = \frac{P^+}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad n = \frac{1}{P^+ \sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix} \quad (\text{A.12})$$

Les propagateurs de quarks $x - \xi + i\epsilon$ et $x + \xi - i\epsilon$ marquent respectivement l'implication des diagrammes *direct* et *croisé* du processus DVCS. Les fonctions H^p , E^p , \tilde{H}^p et \tilde{E}^p sont les combinaisons linéaires des GPD de quark pour le processus DVCS sur le proton. La décomposition de H^p sur les GPD de quarks est donnée par l'équation A.13. Les fonctions E^p , \tilde{H}^p et \tilde{E}^p suivent une décomposition similaire.

$$H^p = \frac{4}{9}H^u + \frac{1}{9}H^d + \frac{1}{9}H^s \quad (\text{A.13})$$

L'amplitude du processus DVCS est déduite du tenseur $T^{\mu\nu}$ (équation A.11) selon :

$$\mathcal{M}_{DVCS} = \frac{e^3}{q^2} \epsilon_\mu^*(p_\gamma) \bar{u}(k') \gamma_\nu u(k) T^{\mu\nu} \quad (\text{A.14})$$

où q est la quadri-impulsion du photon virtuel et $\epsilon_\mu(p_\gamma)$ le quadri-vecteur de polarisation du photon réel produit. Le vecteur u est le spineur de l'électron.

A.3.2 Le processus Bethe-Heitler

Cette partie sert de complément à la section 2.5.1 décrivant la section efficace de la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$.

Le processus Bethe-Heitler est un processus purement électromagnétique dont l'amplitude \mathcal{M}_{BH} est exactement calculable. Elle fait intervenir les facteurs de forme de Dirac F_1 et de Pauli F_2 et est obtenue par contraction du tenseur leptonique,

$$L^{\mu\nu} = \bar{u}(k') \left[\frac{\gamma^\mu \gamma^\nu}{\not{k} - \not{\Delta}} + \frac{\gamma^\nu \gamma^\mu}{\not{k}' + \not{\Delta}} \right] u(k) \quad \text{avec} \quad \not{k} = \gamma_\nu k^\nu \quad \text{et} \quad \not{\Delta} = \gamma_\nu \Delta^\nu \quad (\text{A.15})$$

avec le courant hadronique suivant

$$J_\nu = \bar{U}(p') \left[\gamma_\nu F_1(\Delta^2) + i\sigma_{\nu\mu} \frac{\Delta^\mu}{2M} F_2(\Delta^2) \right] U(p) \quad (\text{A.16})$$

où M est la masse du nucléon et Δ le moment transféré au nucléon. k et k' sont respectivement les quadri-vecteurs associés au lepton incident et diffusé. Les matrices γ_μ sont les matrices de Dirac et les tenseurs $\sigma^{\mu\nu}$ sont les commutateurs définis par

$\sigma^{\mu\nu} = \frac{i}{2}[\gamma^\mu, \gamma^\nu]$. Les spineurs u et U sont respectivement ceux de l'électron et du nucléon. L'amplitude est alors de la forme :

$$\mathcal{M}_{BH} = \frac{e^3}{\Delta^2} \epsilon_\mu^*(p_\gamma) L^{\mu\nu} J_\nu \quad (\text{A.17})$$

où $\epsilon_\mu(p_\gamma)$ est le quadri-vecteur de polarisation du photon réel émis. Les facteurs de forme sont connus et paramétrisés selon l'équation 1.10.

A.4 Asymétrie de spin du faisceau pour la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$ dans le régime de Bjorken

Dans cette section, le calcul de l'asymétrie de spin du faisceau de la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$ permettant d'obtenir l'expression 2.29 est détaillé. Le calcul est effectué dans la limite des grandes virtualités Q^2 , à faible moment transféré t et à variable de Bjorken x_B fixée. La décomposition en série de Fourier du carré des amplitudes des processus Bethe-Heitler et DVCS ainsi que du terme d'interférence entre ces processus permet d'obtenir un paramétrage de l'asymétrie en fonction des coefficients de Fourier. Ces derniers sont liés aux GPD via les facteurs de forme Compton qui s'expriment comme des intégrales de distributions généralisées de partons. Le lien entre les coefficients de Fourier et les GPD est aussi donné.

A.4.1 Calcul de l'asymétrie de spin du faisceau de la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$ sur une cible non polarisée

L'asymétrie de spin du faisceau est définie comme :

$$A = \frac{d^4\sigma^\uparrow - d^4\sigma^\downarrow}{d^4\sigma^\uparrow + d^4\sigma^\downarrow} \quad (\text{A.18})$$

où σ^\uparrow et σ^\downarrow sont respectivement les sections efficaces de la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$ avec un électron incident de spin parallèle ou anti-parallèle à la direction du faisceau. L'asymétrie A peut alors s'exprimer

$$A = \frac{|\mathcal{M}^\uparrow|^2 - |\mathcal{M}^\downarrow|^2}{|\mathcal{M}^\uparrow|^2 + |\mathcal{M}^\downarrow|^2} \quad (\text{A.19})$$

où $|\mathcal{M}|^2 = |\mathcal{M}_{BH}|^2 + |\mathcal{M}_{DVCS}|^2 + \mathcal{M}_{INT}$ est le carré de l'amplitude de la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$. Les flèches \uparrow et \downarrow marquent, comme pour l'équation A.18, l'hélicité du lepton incident. Cela permet d'écrire pour l'asymétrie,

$$A = \frac{|\mathcal{M}_{BH}^\uparrow|^2 - |\mathcal{M}_{BH}^\downarrow|^2 + |\mathcal{M}_{DVCS}^\uparrow|^2 - |\mathcal{M}_{DVCS}^\downarrow|^2 + \mathcal{M}_{INT}^\uparrow - \mathcal{M}_{INT}^\downarrow}{|\mathcal{M}_{BH}^\uparrow|^2 + |\mathcal{M}_{BH}^\downarrow|^2 + |\mathcal{M}_{DVCS}^\uparrow|^2 + |\mathcal{M}_{DVCS}^\downarrow|^2 + \mathcal{M}_{INT}^\uparrow + \mathcal{M}_{INT}^\downarrow} \quad (\text{A.20})$$

Les carrés des amplitudes des processus Bethe-Heitler et DVCS ainsi que le terme d'interférence entre ce dernier et le processus Bethe-Heitler ont été développés en serie de Fourier par Belitsky, Müller et Kirchner [33] et s'écrivent :

$$|\mathcal{M}_{BH}|^2 = \frac{e^6}{x_B^2 y^2 (1 + \epsilon^2)^2 \Delta^2 \mathcal{P}_1(\phi) \mathcal{P}_2(\phi)} \left[s_1^{BH} \sin \phi + \sum_{n=0}^2 c_n^{BH} \cos n\phi \right] \quad (\text{A.21})$$

$$|\mathcal{M}_{DVCS}|^2 = \frac{e^6}{y^2 Q^2} \left[c_0^{DVCS} + \sum_{n=1}^2 (c_n^{DVCS} \cos n\phi + s_n^{DVCS} \sin n\phi) \right] \quad (\text{A.22})$$

$$\mathcal{M}_{INT} = \frac{e^6}{x_B y^3 \Delta^2 \mathcal{P}_1(\phi) \mathcal{P}_2(\phi)} \left[c_0^{INT} + \sum_{n=1}^3 (c_n^{INT} \cos n\phi + s_n^{INT} \sin n\phi) \right] \quad (\text{A.23})$$

Les grandeurs y , ϵ et K sont définies par les équations 2.23, 2.24 et 2.27 de la section 2.5.1. Les variables \mathcal{P}_i sont définies par l'équation 2.25.

Considérant le fait que l'amplitude du Bethe-Heitler, pour une cible non polarisée, ne dépend pas de l'état d'hélicité du lepton incident, l'équation A.20 peut s'écrire,

$$A = \frac{|\mathcal{M}_{DVCS}^\uparrow|^2 - |\mathcal{M}_{DVCS}^\downarrow|^2 + \mathcal{M}_{INT}^\uparrow - \mathcal{M}_{INT}^\downarrow}{|\mathcal{M}_{BH}^\uparrow|^2 + |\mathcal{M}_{BH}^\downarrow|^2 + |\mathcal{M}_{DVCS}^\uparrow|^2 + |\mathcal{M}_{DVCS}^\downarrow|^2 + \mathcal{M}_{INT}^\uparrow + \mathcal{M}_{INT}^\downarrow} \quad (\text{A.24})$$

Au twist-2, les coefficients de Fourier intervenant dans la décomposition du carré de l'amplitude du processus DVCS ne dépendent pas de l'hélicité du lepton incident. L'asymétrie au twist-2 peut alors se décomposer selon

$$A = \frac{\mathcal{M}_{INT}^\uparrow - \mathcal{M}_{INT}^\downarrow}{|\mathcal{M}_{BH}^\uparrow|^2 + |\mathcal{M}_{BH}^\downarrow|^2 + |\mathcal{M}_{DVCS}^\uparrow|^2 + |\mathcal{M}_{DVCS}^\downarrow|^2 + \mathcal{M}_{INT}^\uparrow + \mathcal{M}_{INT}^\downarrow} \quad (\text{A.25})$$

Les coefficients c_i^{BH} sont exactement calculables en QED (*Quantum Electrodynamics*). Pour une cible non polarisée, les coefficients s_1^{BH} , s_3^{INT} et s_2^{DVCS} sont nuls. Les coefficients c_0^{INT} , c_1^{INT} et c_0^{DVCS} , qui ne dépendent pas de l'hélicité de l'électron incident, et s_1^{INT} sont des termes de twist-2. Les coefficients c_1^{DVCS} , s_1^{DVCS} , c_2^{INT} et s_2^{INT} appartiennent au twist-3. Les facteurs c_3^{INT} et c_2^{DVCS} proviennent des GPD gluoniques de twist-2 et sont dépendants des corrections au twist-4 des GPD de quarks. La prise en compte de ces remarques permet de développer, au twist-2, l'équation A.25 selon,

$$A = \frac{s_1^{INT} \sin \phi}{\tau (c_0^{BH} + c_1^{BH} \cos \phi + c_2^{BH} \cos 2\phi) + \omega c_0^{DVCS} + (c_0^{INT} + c_1^{INT} \cos \phi)} \quad (\text{A.26})$$

$$\text{avec } \tau = \frac{y}{x_B (1 + \epsilon^2)^2} \quad \text{et} \quad \omega = \frac{x_B y \Delta^2 \mathcal{P}_1(\phi) \mathcal{P}_2(\phi)}{Q^2}$$

En posant $v = s_1^{INT}/(\tau c_0^{BH} + \omega c_0^{DVCS} + c_0^{INT})$, $\beta = (\tau c_1^{BH} + c_1^{INT})/(\tau c_0^{BH} + \omega c_0^{DVCS} + c_0^{INT})$ et $\delta = \tau c_2^{BH}/(\tau c_0^{BH} + \omega c_0^{DVCS} + c_0^{INT})$, l'asymétrie est simplement paramétrée par,

$$A = \frac{v \sin \phi}{1 + \beta \cos \phi + \delta \cos 2\phi} \quad (\text{A.27})$$

Les harmoniques c_i^{BH} sont des fonctions des facteurs de forme du proton. Les coefficients de Fourier c_0^{DVCS} , c_0^{INT} , c_1^{INT} et s_1^{INT} , dont v , β et δ sont des fonctions liés aux GPD. Le lien entre ces coefficients et les distributions généralisées de parton est explicité dans la section suivante.

A.4.2 Expression des harmoniques de Fourier dans le cas d'une cible non polarisée

Les harmoniques de Fourier intervenant dans l'amplitude du Bethe-Heitler s'expriment en fonction des facteurs de forme du nucléon F_1 et F_2 selon,

$$\begin{aligned} c_0^{BH} = & 8K^2 \left\{ (2 + 3\epsilon^2) \frac{Q^2}{\Delta^2} \left(F_1^2 - \frac{\Delta^2}{4M^2} F_2^2 \right) + 2x_B (F_1 + F_2)^2 \right\} \\ & + (2 - y)^2 \left\{ (2 + \epsilon^2) \left[\frac{4x_B^2 M^2}{\Delta^2} \left(1 + \frac{\Delta^2}{Q^2} \right)^2 + 4(1 - x_B) \left(1 + x_B \frac{\Delta^2}{Q^2} \right) \right] \left(F_1^2 - \frac{\Delta^2}{4M^2} F_2^2 \right) \right. \\ & \left. + 4x_B^2 \left[x_B + \left(1 - x_B + \frac{\epsilon^2}{2} \right) \left(1 - \frac{\Delta^2}{Q^2} \right)^2 - x_B (1 - 2x_B) \frac{\Delta^4}{Q^4} \right] (F_1 + F_2)^2 \right\} \\ & + 8(1 + \epsilon^2) \left(1 - y - \frac{\epsilon^2 y^2}{4} \right) \left\{ 2\epsilon^2 \left(1 - \frac{\Delta^2}{4M^2} \right) \left(F_1^2 - \frac{\Delta^2}{4M^2} F_2^2 \right) \right. \\ & \left. - x_B^2 \left(1 - \frac{\Delta^2}{Q^2} \right)^2 (F_1 + F_2)^2 \right\} \end{aligned} \quad (\text{A.28})$$

$$\begin{aligned} c_1^{BH} = & 8K(2 - y) \left\{ \left(\frac{4x_B^2 M^2}{\Delta^2} - 2x_B - \epsilon^2 \right) \left(F_1^2 - \frac{\Delta^2}{4M^2} F_2^2 \right) \right. \\ & \left. + 2x_B^2 \left(1 - (1 - 2x_B) \frac{\Delta^2}{Q^2} \right) (F_1 + F_2)^2 \right\} \end{aligned} \quad (\text{A.29})$$

$$c_2^{BH} = 8x_B^2 K^2 \left\{ \frac{4M^2}{\Delta^2} \left(F_1^2 - \frac{\Delta^2}{4M^2} F_2^2 \right) + 2(F_1 + F_2)^2 \right\} \quad (\text{A.30})$$

Les grandeurs y , ϵ et K sont définies par les équations 2.23, 2.24 et 2.27 de la section 2.5.1.

L'harmonique de Fourier relative au processus DVCS intervenant dans l'expression A.27 de l'asymétrie au twist-2 s'écrit

$$c_0^{DVCS} = 2(2 - 2y + y^2) \mathcal{C}^{DVCS}(\mathcal{F}, \mathcal{F}^*) \quad (\text{A.31})$$

$$\begin{aligned} \text{avec } \mathcal{C}^{\text{DVCS}} &= \frac{1}{(2-x_B)^2} \left\{ 4(1-x_B)(\mathcal{H}\mathcal{H}^* + \tilde{\mathcal{H}}\tilde{\mathcal{H}}^*) - x_B^2(\mathcal{H}\mathcal{E}^* + \mathcal{E}\mathcal{H}^* + \tilde{\mathcal{H}}\tilde{\mathcal{E}}^* + \tilde{\mathcal{E}}\tilde{\mathcal{H}}^*) \right. \\ &\quad \left. - \left(x_B^2 + (2-x_B)^2 \frac{\Delta^2}{4M^2} \right) \mathcal{E}\mathcal{E}^* - x_B^2 \frac{\Delta^2}{4M^2} \tilde{\mathcal{E}}\tilde{\mathcal{E}}^* \right\} \end{aligned} \quad (\text{A.32})$$

Le terme d'interférence entre le DVCS et le Bethe-Heitler est une fonction linéaire des facteurs de forme Compton \mathcal{F} , ce qui simplifie leur extraction expérimentale nécessaire en vue de la mesure des GPD dont ils dépendent. Les coefficients de Fourier du terme d'interférence intervenant dans l'équation A.27 ont la forme suivante :

$$c_0^{\text{INT}} = -8(2-y) \mathcal{R}_e \left\{ \frac{(2-y)^2}{1-y} K^2 \mathcal{C}^{\text{INT}}(\mathcal{F}) + \frac{\Delta^2}{Q^2} (1-y)(2-x_B) (\mathcal{C}^{\text{INT}} + \Delta \mathcal{C}^{\text{INT}})(\mathcal{F}) \right\} \quad (\text{A.33})$$

$$c_1^{\text{INT}} = -8K(2-2y+y^2) \mathcal{R}_e \{ \mathcal{C}^{\text{INT}}(\mathcal{F}) \} \quad (\text{A.34})$$

$$s_1^{\text{INT}} = 8K\lambda y(2-y) \mathcal{I}m \{ \mathcal{C}^{\text{INT}}(\mathcal{F}) \} \quad (\text{A.35})$$

avec

$$\mathcal{C}^{\text{INT}} = F_1 \mathcal{H} + \frac{x_B}{2-x_B} (F_1 + F_2) \tilde{\mathcal{H}} - \frac{\Delta^2}{4M^2} F_2 \mathcal{E} \quad (\text{A.36})$$

$$\Delta \mathcal{C}^{\text{INT}} = -\frac{x_B}{2-x_B} (F_1 + F_2) \left[\frac{x_B}{2-x_B} (\mathcal{H} + \mathcal{E}) + \tilde{\mathcal{H}} \right] \quad (\text{A.37})$$

où λ est l'hélicité du lepton incident.

Les facteurs de forme Compton impliqués dans les équations ci-dessus sont la somme des facteurs de formes Compton propres à chaque saveur de quark,

$$\mathcal{F} = \sum_q e_q^2 \mathcal{F}_q \quad (\text{A.38})$$

avec $\mathcal{F}_q = \{\mathcal{H}_q, \tilde{\mathcal{H}}_q, \mathcal{E}_q, \tilde{\mathcal{E}}_q\}$. La variable e_q est la charge électrique du quark de saveur q . Les facteurs de forme Compton des quarks s'expriment comme les intégrales des GPD de quarks selon :

$$\begin{pmatrix} \mathcal{H}_q(\xi, t) \\ \mathcal{E}_q(\xi, t) \end{pmatrix} = \int_{-1}^1 dx C^{q[-]} \begin{pmatrix} H^q(x, \xi, t) \\ E^q(x, \xi, t) \end{pmatrix} \quad (\text{A.39})$$

$$\begin{pmatrix} \tilde{\mathcal{H}}_q(\xi, t) \\ \tilde{\mathcal{E}}_q(\xi, t) \end{pmatrix} = \int_{-1}^1 dx C^{q[+]} \begin{pmatrix} \tilde{H}^q(x, \xi, t) \\ \tilde{E}^q(x, \xi, t) \end{pmatrix} \quad (\text{A.40})$$

où les coefficient $C^{q[\pm]}$ sont propres à chaque saveur de quark q et valent à l'ordre 0 en α_s ,

$$C^{q[\pm]}(x, \xi) = \frac{1}{\xi - x - i0} \pm \frac{1}{\xi + x - i0} \quad (\text{A.41})$$

Annexe B

Compléments sur l'analyse du canal $ep \rightarrow ep\pi^0\gamma$

Les valeurs des coupures de sélection, pour l'identification de la réaction $ep \rightarrow ep\pi^0\gamma$ dans les configurations de détection IC/IC, IC/EC et EC/IC telles que définies dans la section 7.1.2, sont données dans cette section. Elles sont le résultat de l'application de la méthode d'optimisation des coupures présentée dans la section 7.2.1.

IC/IC	limite inférieure	limte supérieure
p_x (GeV)	-0.2	0.2
p_y (GeV)	-0.2	0.2
$M_{ep3\gamma X}^2$ (GeV ²)	-0.05	0.05
$E_{ep3\gamma X}$ (GeV)		0.4
$M_{ep\gamma X}^2$ (GeV ²)	-0.1	0.15
$M_{ep\pi^0 X}^2$ (GeV ²)	-0.2	0.2
$M_{e\pi^0\gamma X}$ (GeV)	0.4	1.2
$\Delta\Phi$ (degrés)		4

TAB. B.1 – Valeurs des coupures de sélection pour la combinaison de détection IC/IC.

EC/IC	limite inférieure	limte supérieure
p_x (GeV)	-0.2	0.2
p_y (GeV)	-0.2	0.2
$M_{ep3\gamma X}^2$ (GeV ²)	-0.05	0.05
$E_{ep3\gamma X}$ (GeV)		0.5
$M_{ep\gamma X}^2$ (GeV ²)	-0.1	0.15
$M_{ep\pi^0 X}^2$ (GeV ²)	-0.2	0.2
$M_{e\pi^0\gamma X}$ (GeV)	0.3	1.2
$\Delta\Phi$ (degrés)		10

TAB. B.2 – Valeurs des coupures de sélection pour la combinaison de détection EC/IC.

IC/EC	limite inférieure	limte supérieure
p_x (GeV)	-0.2	0.2
p_y (GeV)	-0.2	0.2
$M_{ep3\gamma X}^2$ (GeV ²)	-0.05	0.05
$E_{ep3\gamma X}$ (GeV)		0.5
$M_{ep\gamma X}^2$ (GeV ²)	-0.1	0.15
$M_{ep\pi^0 X}^2$ (GeV ²)	-0.2	0.2
$M_{e\pi^0\gamma X}$ (GeV)	0.3	1.2
$\Delta\Phi$ (degrés)		10

TAB. B.3 – Valeurs des coupures de sélection pour la combinaison IC/EC.

Bibliographie

- [1] R.P. Feynman, Photon-hadron interactions, Frontier in physics, ISBN 0-850-32510-7.
- [2] A.V. Belitsky, A.V. Radyushkin, Phys. Rept. 418 (2005) 1-387.
- [3] S. Stepanyan *et al.*, Phys. Rev. Lett. 87, 182002 (2001).
- [4] A. Airapetian *et al.*, Phys. Rev. Lett. 87, 182001 (2001).
- [5] C. Adloff *et al.*, Phys. Lett. B 517, 47 (2001).
- [6] S. Chekanov *et al.*, Phys. Lett. B 573, 46 (2003).
- [7] C. Aktas *et al.*, Eur. Phys. J. C 44, 1 (2005).
- [8] C. Muñoz Camacho *et al.*, Phys. Rev. Lett. 97, 262002 (2006).
- [9] M. Mazouz *et al.*, Phys. Rev. Lett. 99, 242501 (2007).
- [10] F.X. Girod *et al.*, Phys. Rev. Lett. 100, 162002 (2008).
- [11] The Compass collaboration, CERN-SPSC-2005-007, SPSC-EOI-005 (2005).
- [12] R. Hofstadter, H.R. Fechter, J.A. McIntyre, Phys. Rev. 91 (1953) 422-423.
- [13] R. Hofstadter, R.W. McAllister, Phys. Rev. 98 (1955) 217-218.
- [14] R.W. McAllister, R. Hofstadter, Phys. Rev. 102 (1956) 851-856.
- [15] E.D. Bloom *et al.*, Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 930-934.
- [16] M. Breidenbach *et al.*, Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 935-939.
- [17] Guthrie Miller *et al.*, Phys. Rev. D 5 (1972) 528.
- [18] R.P. Feynman, Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 1415-1417.
- [19] M Gell-Mann, Phys. Lett. 8 (1964) 214-215.
- [20] A. Bodek *et al.*, Phys. Rev. D 20 (1979) 1471.
- [21] R.L. Jaffe and A. Manohar, Nucl. Phys. B 337 (1990) 509.
- [22] M. Vanderhaeghen, P.A.M Guichon, M. Guidal, Phys. Rev. D 60 (1999).
- [23] M. Burkardt, Phys. Rev. D 62 (2000) 071503 ; Erratum, Phys. Rev. D 66 (2002) 119903 ; Int. J. Mod. Phys. A 18 (2003) 173.

- [24] M. Diehl, Eur. Phys. J. C 25 (2002) 223; Erratum, Eur. Phys. J. C 31 (2003) 277.
- [25] D. Hash, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 191 (2009) 79-87.
- [26] V.Y. Alexakhin *et al.*, Phys. Lett. B 647 (2007) 8.
- [27] E.S. Ageev *et al.*, Phys. Lett. B 633 (2006) 25.
- [28] X. Ji, Phys. Rev. D 55 (1997) 7114-7125; Phys. Rev. Lett. 78 (1997) 610.
- [29] D. Mueller, D. Robaschik, B. Geyer, F.M. Dittes, J. Horejsi, Fortsch. Phys. 42 (1994) 101.
- [30] A.V. Radyushkin, Phys. Lett. B 380 (1996) 417; Phys. Rev. D 56 (1997) 5524.
- [31] J.C. Collins, L. Frankfurt, M. Strikman, Phys. Rev. D 56 (1997) 298. Phys. Lett. B 380 (1996) 417; Phys. Rev. D 56 (1997) 5524.
- [32] M. Diehl, T. Gousset, B. Pire, J.P. Ralston, Phys. Lett. B 411 (1997) 193-202.
- [33] A.V. Belitsky, D. Müeller, A. Kirchner, Nucl. Phys. B 629 (2002) 323-392.
- [34] P.A.M Guichon, L.Mossé, M. Vanderhaeghen, Phys. Rev. D68 (2003) 034018.
- [35] H.F. Jones, M.D. Scadron, Ann. Phys. 81 (1973) 1.
- [36] K. Goeke *et al.*, Prog. Part. Nucl. Phys. 47 (2001) 401.
- [37] S. Adler, Ann. Phys. (N.Y.) 50 (1968) 189; Phys. Rev. D 12 (1975) 2644.
- [38] B.A. Mecking *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A 503 (2003) 513-553.
- [39] M.D. Mestayer *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A 449 (2000) 81-111.
- [40] G. Adams *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A 465 (2001) 414-427.
- [41] E.S. Smith *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A 432 (1999) 265-298.
- [42] M. Amarian *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A 460 (2001) 239-265.
- [43] GEANT, Detector Description and Simulation Tool, CERN Program Library Long Writeup W5013.
- [44] V. Burkert, L. Elouadrhiri, M. Garçon, S. Stepanyan (spokespersons), http://www.jlab.org/exp_prog/proposals/01/PR01-113.pdf.
- [45] V. Burkert, L. Elouadrhiri, M. Garçon, S. Stepanyan (spokespersons), http://www.jlab.org/exp_prog/proposals/06/PR06-003.pdf.
- [46] L. Morand, Mesure de l'électroproduction de mésons omega à grand transfert d'énergie-impulsion, thèse de doctorat de l'Université Paris 7 Denis Diderot (2003).
- [47] <http://www.jlab.org/Hall-B/secure/e1-dvcs/calibration/calibration.html>.
- [48] D. Lawrence, M.D. Mestayer, CLAS Drift Chamber Calibration : Software and Procedures, CLAS-NOTE 1999-018 (1999).

- [49] S.A. Morrow, M.D. Mestayer, Drift Chamber Alignment : Software and Procedures, CLAS-NOTE 2002-010 (2002).
- [50] E.S. Smith *et al.*, Calibration of the CLAS TOF System, CLAS-NOTE 1999-011 (1999).
- [51] R. Niyazov, S. Stepanyan, CLAS/DVCS Inner Calorimeter Calibration, CLAS-NOTE 2005-021 (2005).
- [52] H.-S. Jo, Etude de la Diffusion Profondément Virtuelle sur le Nucléon avec le détecteur CLAS du Jefferson Lab : Mesure des Sections Efficaces polarisées et non polarisées, thèse de doctorat de l'Université Paris- Sud 11, Orsay (2007).
- [53] F.-X. Girod, Diffusion Compton Profondément Virtuelle avec le détecteur CLAS pour une étude des distributions de partons généralisées, thèse de doctorat de l'Université Louis Pasteur, Strasbourg 1 (2006).
- [54] S. Bouchigny, Développement d'une cible polarisée de pur HD : Analyse et distillation du HD, Diffusion Compton Virtuelle Résonante sur le Nucléon à TJNAF, thèse de doctorat de l'Université Paris-Sud 11, Orsay (2004).
- [55] ROOT, A Data Analysis Framework, [http ://root.cern.ch/drupal/](http://root.cern.ch/drupal/).
- [56] R. De Masi, M. Garçon, F.-X Girod, F. Sabatié, M. MacCormick, B. Zhao, Beam Spin Asymmetry and Exclusive π^0 Electroproduction, [http ://www.jlab.org/Hall-B/secure/e1-dvcs/michel/can_pi0.pdf](http://www.jlab.org/Hall-B/secure/e1-dvcs/michel/can_pi0.pdf), CLAS analysis note 2007.
- [57] F. James, GENBOD, CERN Program Library write up no. W515.
- [58] [http ://www.ge.infn.it/~batta/genev.html](http://www.ge.infn.it/~batta/genev.html).
- [59] A. Fradi, Etude de l'électroproduction de ρ^+ avec CLAS au Jefferson Lab : Mesure de sections efficaces polarisées et non polarisées, thèse de doctorat de l'Université Paris-Sud 11, Orsay (2009).

Résumé

Les distributions de parton généralisées (GPD) paramétrisent le contenu non perturbatif du nucléon et peuvent être utilisées pour révéler les corrélations entre position et impulsion des partons en son sein. Elles apparaissent dans l'amplitude de processus d'électroproduction durs et exclusifs comme la Diffusion Compton Profondément Virtuelle (DVCS) sur le nucléon ($ep \rightarrow ep\gamma$). Le formalisme des GPD a été étendu à des états finaux plus généraux avec l'introduction des GPD de transition. De telles fonctions permettent, par exemple, de décrire au niveau partonique la transition entre le nucléon et son premier état excité : la résonance Δ^+ . Le processus Δ VCS est le plus simple faisant intervenir les GPD de transition N- Δ avec la réaction $ep \rightarrow e\Delta^+\gamma$. D'un point de vue expérimental, cette réaction est étudiée en examinant les états finaux $eN\pi\gamma$ dans la région du Δ^+ , cette particule se désintégrant en paires nucléon-pion. Le but de cette étude expérimentale était de statuer sur la faisabilité de la mesure de l'asymétrie de spin du faisceau des réactions $ep \rightarrow eN\pi\gamma$ et si possible de l'extraire. Les analyses sont basées sur une expérience menée en 2005 avec le détecteur CLAS et l'accélérateur CEBAF du Jefferson Lab (USA). Après l'introduction du formalisme, l'expérience et les analyses de données sont décrites. Les résultats d'asymétrie de spin du faisceau sont montrés et discutés.

Mots-clés : structure du nucléon, transition N- Δ , GPD, Jefferson lab, CEBAF, détecteur CLAS, asymétrie de spin du faisceau, Δ VCS.

Abstract

The Generalized Parton Distributions (GPDs) parameterize the non-perturbative structure of the nucleon and can be used to reveal the correlations between the momentum and position of partons in the nucleon. They appear in the amplitudes of hard-exclusive electroproduction reactions such as DVCS on the nucleon ($ep \rightarrow ep\gamma$). The GPD formalism can be extended to more general final states with the introduction of the so-called transition GPDs. Such functions permit, for instance, a partonic description of the transition between the nucleon and its first excited state : the Δ^+ resonance. The simplest process involving the N- Δ transition GPDs is Δ VCS whose reaction is : $ep \rightarrow e\Delta^+\gamma$. From an experimental point of view this reaction is studied by looking at the $eN\pi\gamma$ final states in the Δ^+ region, the Δ^+ decaying into a nucleon-pion pair. The goal of this experimental analysis was to demonstrate the feasibility of a beam spin asymmetry measurement for the $ep \rightarrow eN\pi\gamma$ reactions and, if possible, to perform a first measurement of it. The analyses are based on data taken with the CLAS detector at Jefferson Lab (USA) in 2005. After an introduction of the phenomenological formalism, the experiment and the data analysis are described. Beam spin asymmetry results are shown and discussed.

Keywords : nucleon structure, N- Δ transition, GPDs, Jefferson lab, CEBAF, CLAS detector, beam spin asymmetry, Δ VCS.